

Untersuchungen an AlGaInN-basierten Laserdioden im sichtbaren Spektralbereich

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

dem

Fachbereich Physik

der Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

Thomas Hager

aus Massing

Marburg/Lahn, 2014

Vom Fachbereich Physik der Universität Marburg
als Dissertation angenommen am 28.7.2014

Erstgutachter: Prof. Dr. Martin Koch

Zweitgutachter: Prof. Dr. Stefan W. Koch

Tag der mündlichen Prüfung: 7.8.2014

Hochschulkennziffer: 1180

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Grundlagen nitridbasierter Laserdioden	9
2.1	Die Wurtzitkristallstruktur	9
2.2	Gitterkonstanten und Verspannung	10
2.3	Kompositionsabhängigkeit der Bandlücke	13
2.4	Spontane und Piezoelektrische Polarisierung	14
2.5	Auswirkungen der internen Felder auf InGaN-Quantenfilme	15
2.6	Metallorganische Gasphasenepitaxie	17
2.7	Grundlagen von Halbleiterlaserdioden	20
2.7.1	Lösung der Ratengleichung im LED-Regime im stationären Zustand	23
2.7.2	Lösung der Ratengleichung oberhalb der Schwelle im stationären Zustand	24
2.7.3	Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle und Steilheit	26
2.7.4	Thermik in Laserdioden	27
2.7.5	Experimentelle Bestimmung der Verstärkung	28
2.8	Aufbau nitridbasierter Laserstrukturen	29
2.9	Monomodige Laserdioden unter hohen Strömen	34
2.10	Substratwahl und Wachstumsrichtungen	35
2.11	Transportmechanismen in Halbleitern	37
2.11.1	Drift-Diffusions-Modell	38
2.11.2	Thermionische Emission	38
2.11.3	Quantenmechanisches Tunneln	39
2.11.4	Transportmodelle in InGaN-basierten Laserstrukturen	39

3 Analyse der elektro-optischen Parameter in blauen und grünen InGaN-basierten Laserdioden	42
3.1 Vergleich von L - I -Kennlinien blauer und grüner Laserdioden	42
3.2 Analyse der Steilheit gepulster L - I -Kennlinien	44
3.3 Untersuchung der stromabhängigen Steilheitsabnahme	46
3.4 Ursachen der abnehmenden Injektionseffizienz	48
3.4.1 Abhängigkeit der Injektionseffizienz von der Ridgebreite . . .	49
3.4.2 Quantifizierung der Stromaufweitung in Ridgelasern	50
4 Analyse des Ladungsträgerverlustes	56
4.1 Analyse des Elektronentransportes in grünen Laserstrukturen	56
4.2 Variation der Elektronenbarriere als Analysetool	58
4.3 Untersuchung des Lochtransportes in grünen Laserstrukturen	61
4.4 Qualitative Diskussion der experimentellen Daten	63
4.4.1 Rekombination von Löchern in n -dotierten Schichten	64
4.4.2 Korrelation der abnehmenden Steilheit mit Löcherleakage . .	66
4.5 Analyse der Einflussgrößen auf den Ladungsträgertransport	70
4.5.1 Abhängigkeit der Injektionseffizienz vom Piezoeffekt	70
4.5.2 Abhängigkeit der Injektionseffizienz von der Quantenfilmanzahl	72
4.6 Vergleich Simulation mit experimentellen Daten	73
4.7 Fazit des Ladungsträgertransportes in grünen Laserstrukturen	75
5 Bestimmung der Rekombinationsparameter in langwelligen InGaN-Laserdioden	78
5.1 Rekombination in InGaN-basierten Laserdioden	79
5.2 Bestimmung der Injektionseffizienz	80
5.3 Einfluss der stimulierten Emission auf den EQE-Verlauf	82
5.4 Methode zur Bestimmung der Rekombinationsparameter in InGaN-Laserdioden	83
5.5 Vergleich der Rekombinationsparameter in blauen und grünen Laserdioden	86

6	Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle grüner Laserdioden	90
6.1	Umrechnung des Operationsstromes in Ladungsträgerdichte	91
6.2	Bestimmung der internen Verluste mittels Hakki-Paoli-Messungen .	93
6.3	Analyse der optischen Verstärkung	94
6.4	Herleitung der Laserschwelle basierend auf linearem Gewinnmodell .	97
6.5	Quantifizierung der Teilbeiträge des Schwellstromanstiegs	98
7	Langzeitstabilität der Injektionseffizienz grüner Laserdioden	101
7.1	Alterungsmechanismen in <i>InGaN</i> -Laserdioden	101
7.2	Alterung grüner Laserdioden	102
7.3	Beschleunigungsfaktoren des Alterungsprozesses grüner Laserdioden	103
7.4	Aktivierungsenergie des Alterungsprozesses	105
7.5	Zeitliche Entwicklung der Injektionseffizienz	107
7.6	Gain-Untersuchung an gealterten Bauelementen	108
7.7	Ursache des Degradation langweiliger Laserdioden	110
7.7.1	Zunahme der nicht-strahlenden Rekombinationsprozesse . . .	110
7.7.2	Abnahme der Injektionseffizienz	112
7.7.3	Fazit der Degradation grüner Laserdioden	114
8	Auswirkung der abnehmenden Injektionseffizienz auf die Modellierung von <i>L-I</i>-Kennlinien	116
8.1	Berechnung von <i>L-I</i> -Kennlinien für grüne Laserdioden	116
8.1.1	Abhängigkeit der Laserschwelle von internen Verlusten und der Verspiegelung	118
8.1.2	Abhängigkeit des Operationsstromes von der Verspiegelung .	119
9	Zusammenfassung	121
9.1	Summary	124
	Literaturverzeichnis	129

Kapitel 1

Einleitung

Die Entwicklung von Leuchtdioden im sichtbaren Spektralbereich ist eng mit der Geschichte der nitridhaltigen Bauelemente verbunden. Aufgrund des komplexen Herstellungsprozesses wurden die ersten blauen Leuchtdioden erst zu Beginn der 90er Jahre des letzten Jahrhunderts hergestellt [87, 88, 91]. Seit dieser Zeit haben die InGaN-basierten Bauelemente eine rasante Entwicklung erfahren und werden heute in einer Vielzahl von opto-elektrischen Anwendungen eingesetzt.

Der Schritt von Leucht- zu Laserdioden war eine weitere technologische Herausforderung. Dementsprechend dauerte es bis 1996, bis die ersten blauen Laserdioden von Nakamura et al. [92] gezeigt werden konnten. Mittlerweile sind InGaN-basierte Laserdioden vom ultravioletten bis hin zum grünen Spektralbereich kommerziell erhältlich und werden in unzähligen Produkten, die von Bühnenbeleuchtung bis hin zur Projektion reichen, verwendet. Marktprognosen zufolge, beispielsweise von Yole oder Inside Media, sind die Projektionsanwendungen der zukunftssträchigste Markt für die sichtbaren Laserdioden.

Hierbei muss zwischen Pico-Projektoren und Business-Anwendungen unterschieden werden. Für die Realisierung in Businessanwendungen mit mehreren tausend Lumen existieren verschiedene Ansätze. Eine Möglichkeit besteht darin, rotes und grünes Licht durch Konversion aus blauem Laserlicht zu generieren. Zu diesem Zweck wird über ein Phosphorrad rotes und grünes Licht erzeugt und die Fokussierbarkeit der Laserdioden in Kombination mit speziellen Bildwandlern ausgenutzt. Der schematische Aufbau eines derartigen Systems ist in Abbildung 1.1 gezeigt und wird *LARP* (engl. Laser activated remote phosphor) [38] genannt. Eine Steigerung der Lumen ist unter anderem durch verbesserte Konversionseffizienz oder höhere optische Leistungen der verwendeten Laserdioden möglich.

Beim Einsatz von Laserdioden für mobile Projektion, beispielsweise in Mobiltelefonen, ist neben einer kompakten Bauform eine hohe Effizienz der Bauelemente essentiell. Während rote und blaue Laserdioden bereits seit Jahren die notwendige Performance zeigen, war die Entwicklung der grünen Laserdioden der letzte erforder-

liche Schritt in die Applikation. Die technologische Herausforderung besteht unter anderem in der Herstellung von InGaN-Schichten mit einem Indiumgehalt von über 30% mit guter Materialqualität [36]. Mittlerweile wurden für grüne, monomodige Laserdioden Ausgangsleistungen über 200mW [38] und eine Lebensdauer von mehreren tausend Stunden [81, 140, 148] veröffentlicht.

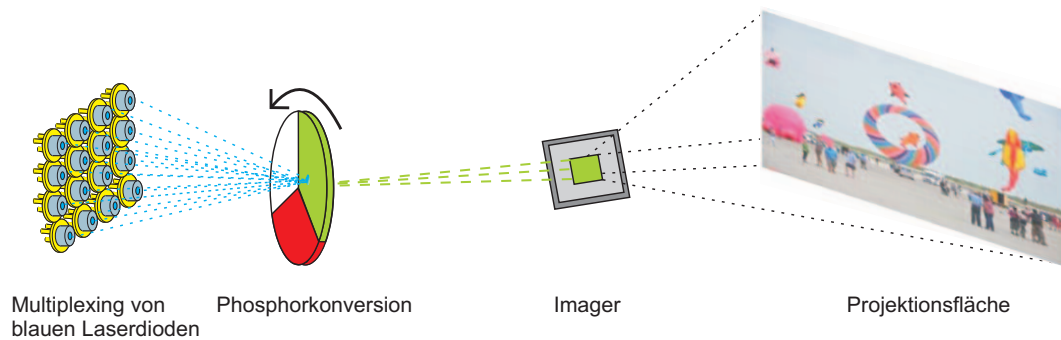


Abbildung 1.1: Skizze eines Multiplexing-Systems von blauen Laserdioden, das rotes und grünes Licht durch phosphor-basierte Konversion erzeugt [38].

Verglichen mit blauen Bauelementen weist der grüne Laser jedoch nach wie vor eine geringere Effizienz auf. Dies liegt unter anderem an der optischen Verstärkung, die mit steigendem Indiumgehalt in den Quantenfilmen abnimmt [84]. Gleichzeitig verschlechtert sich die Materialqualität, was sich wiederum durch die Zunahme der inhomogenen Verbreiterung der Gainspektren bemerkbar macht [63]. Beide Effekte haben einen direkten Einfluss auf die Schwelle von grünen Laserdioden, was die erhöhten Werte zum Teil erklärt. Allerdings weisen die Kennlinien von grünen Laserdioden ein Biegen auf, das die Performance insbesondere im Bereich höherer Ströme und damit größerer optischer Leistungen stark beeinflusst. Der Effekt kann nur zum Teil thermisch erklärt werden, wodurch sich grüne Laserdioden in diesem Punkt klar von dem Verhalten blauer Bauelemente unterscheidet. Um die Effizienz weiter zu verbessern, ist es essentiell, die Ursache der abnehmenden Steilheit sowie die entsprechenden Einflussgrößen zu identifizieren.

Ausgehend von dieser Beobachtung ergeben sich folgende Fragestellungen:

- Welcher Effekt bedingt neben der Thermik die experimentell beobachtete Abnahme der Steilheit und von welchen Einflussgrößen ist er abhängig?
- Welche Ladungsträger sind an dem Effekt beteiligt?
- Hängt der Effekt von der Ladungsträgerdichte ab?
- Welche Auswirkungen hat die Besonderheit im Ladungsträgertransport

in grünen Laserstrukturen auf die Schwelle, insbesondere auf den temperaturabhängigen Anstieg?

- Wie beeinflusst der Effekt die Langzeitstabilität grüner Laserdioden?
- Wie kann das Verhalten grüner Laser modelliert werden?

Zu Beginn dieser Arbeit wird ein kurzer Überblick über das Materialsystem, die physikalischen Effekte in Nitriden, das grundlegende Verhalten von halbleiter-basierten Laserdioden sowie die bekannten Transportmodelle gegeben.

Um die Frage zu beantworten, welcher physikalische Effekt für das experimentell beobachtete Biegen der Kennlinien grüner Laserdioden neben der Thermik verantwortlich ist, werden Bauteile mit variiertem Verspiegelung bei unterschiedlichen Temperaturen im Pulsbetrieb analysiert.

Die Frage, ob Elektronen, Löcher oder beide Ladungsträgerarten an der Abnahme der Steilheit beteiligt sind, wird durch die Analyse des Ladungsträgertransports mittels Teststrukturen geklärt. Die Abhängigkeit des Effekts von der Ladungsträgerdichte wird anhand von Laserdioden mit unterschiedlicher Anzahl an Quantenfilmen untersucht, während der Einfluss der internen Felder auf den Transport durch eine Wellenlängenserie analysiert wird.

Die Auswirkung des Ladungsträgertransports auf die Laserschwelle wird mittels Hakki-Paoli-Messungen quantifiziert. Um die Verstärkung auch als Funktion der Ladungsträgerdichte analysieren zu können, werden die Rekombinationsparameter in grünen Laserdioden bestimmt und mit den Werten von blauen Bauelementen verglichen. Anhand der experimentellen Daten werden die Parameter in einem Gewinnmodell, das die experimentellen Ergebnisse beschreibt, bestimmt und damit der dominierende Effekt des temperaturabhängigen Anstiegs der Schwelle in grünen Lasern identifiziert.

Die Langzeitstabilität der Injektionseffizienzen wird untersucht, indem Hakki-Paoli-Messungen vor bzw. nach der Alterung miteinander verglichen werden und die Ergebnisse mit Hilfe der zuvor bestimmten Rekombinationsparameter und den Erkenntnissen aus den Transportuntersuchungen interpretiert werden.

Abschließend werden die Auswirkungen der Besonderheit des Ladungsträgertransports in grünen Laserstrukturen und der Thermik auf die Performance veranschaulicht, indem die Kennlinien, basierend auf den erzeugten Parametern, berechnet werden.

Kapitel 2

Grundlagen nitridbasierter Laserdioden

2.1 Die Wurzitkristallstruktur

In der vorliegenden Dissertation werden blaue und grüne InGaN-basierte Laserdioden im Bezug auf ihre internen Eigenschaften, insbesondere im Hinblick auf den Ladungsträgertransport, untersucht. Kennzeichnend für die Nitridverbindungen ist die Wurzitstruktur, die auf einem hexagonalen Gitter basiert. Dies stellt eine der beiden Möglichkeiten dar, die Atome in einem Kristall auf dichteste Art und Weise anzuordnen. Sie wird daher auch als hexagonal dichteste Kugelpackung (*hcp*) bezeichnet. Im Gegensatz zu der Zinkblendestruktur zeichnet sich das Wurzitgitter durch reduzierte Symmetrieeigenschaften aus, was grundlegende Auswirkungen auf die elektrischen und die optischen Eigenschaften hat.

In Abbildung 2.1 ist schematisch das Gitter von GaN mit den wichtigsten Kristallrichtungen dargestellt. Es handelt sich um ein Wurzitgitter mit zweiatomiger Basis. Je nachdem, von welchen der gegeneinander verschobenen Gitter man ausgeht, spricht man von Gallium- oder Stickstoff terminierten Grenzflächen. Das Gitter kann mit Hilfe der beiden Gitterkonstanten a und c charakterisiert werden. Um die Kristallrichtungen eindeutig festlegen zu können, muss die Miller'sche Notation um eine Größe erweitert werden. Die kommerziell am weitesten verbreitete Wachstumsrichtung ist die $[0001]$ - Richtung, welche auch als c -plane Orientierung bekannt ist. Auf alternative Wachstumsrichtungen sowie deren Vor- und Nachteile wird in Abschnitt 2.6 näher eingegangen.

Die Bindung zwischen den Gruppe-III- und -V-Elementen ist kovalent mit ionischem Anteil. Aufgrund der reduzierten Symmetrie des Wurzitgitters im Vergleich zur Zinkblendestruktur von Phosphiden, fällt der Schwerpunkt der positiven Ladung nicht mit dem der negativen Ladung zusammen. Dies führt zu einem internen elektrischen Feld im Kristall, dessen Stärke von den Bindungspartnern abhängt. Die Polarisie-

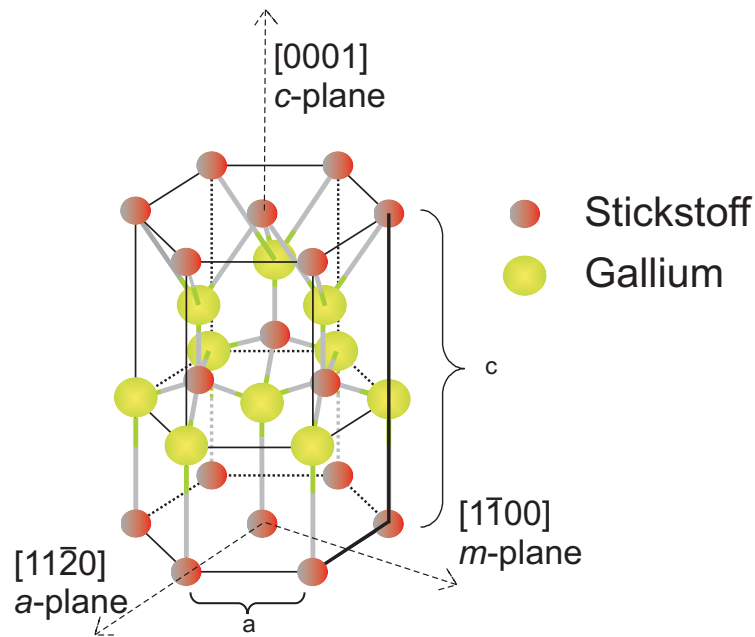


Abbildung 2.1: Schematische Kristallstruktur von Galliumnitrid mit den Gitterkonstanten a und c und den wichtigsten Kristallrichtungen.

Die Polarisation nimmt von Gallium über Indium zu Aluminium zu. Der Effekt wird durch die Abweichung der Gitterkonstanten vom idealen Verhältnis der Gitterkonstanten c/a eines *hcp*-Gitters ($\sqrt{\frac{8}{3}}$) noch verstärkt. Zusätzlich zu der spontanen Polarisierung kommt es bei den Nitriden auch noch zur piezoelektrischen Polarisierung, die von der Verspannung der Struktur abhängig ist. Auf die genaue Ursache sowie die Auswirkung beider Effekte auf die Kristalleigenschaften wird in Abschnitt 2.4 näher eingegangen.

2.2 Gitterkonstanten und Verspannung

Gitterkonstanten und Bandlücken sind bei gegebener Temperatur für binäre Verbindungen eindeutig bestimmt. Beim Übergang zu ternären und quaternären Verbindungen erhält man jedoch die Möglichkeit, beide Parameter innerhalb bestimmter Grenzen über die Komposition einzustellen. Die relaxierten Gitterkonstanten von ternärem InGaN lassen sich gemäß der Vegardschen Regel berechnen. Im Folgenden wird exemplarisch die c -Gitterkonstante bestimmt:

$$c_{Ga_xIn_yN} = x * c_{GaN} + y * c_{InN} \quad (2.1)$$

Die entsprechenden Werte der Gitterkonstanten der binären Verbindungen GaN,

	Einheit	GaN	InN	AlN
Gitterkonstante a	[Å]	3,189	3,545	3,112
Gitterkonstante c	[Å]	5,185	5,703	4,982
$E_g(T = 0K)$	[eV]	3,51	0,78	6,25
Varashni-Parameter α	[meVK ⁻¹]	0,909	0,245	1,799
Varashni-Parameter β	[K]	830	624	1462
Spontane Polarisierung P_{sp}	[Cm ⁻²]	-0,034	-0,042	-0,090
Elastische Konstante C_{13}	[GPa]	106	92	108
Elastische Konstante C_{33}	[GPa]	398	224	373
Piezoelektrische Koeffizient e_{31}	[Cm ⁻²]	-0,53	-0,48	-0,54
Piezoelektrische Koeffizient e_{33}	[Cm ⁻²]	-0,90	-1,1	-1,6

Tabelle 2.1: Materialparameter für GaN, InN und AlN nach Vurgaftman et. al [141, 142] sowie die Varashni-Parameter zur Berechnung der Bandlücke bei beliebigen Temperaturen.

InN und AlN sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die Herstellung beliebiger Kompositionen innerhalb des AlGaInN-Systems wird allerdings durch die Verfügbarkeit von entsprechenden Substraten limitiert.

Bei der Abscheidung kristalliner Schichten wird zunächst die Gitterkonstante des Substrates übernommen. Unterscheidet sich die relaxierte Gitterkonstante der anwachsenden Schicht von der des Substrates, treten Scherkräfte auf. Je größer die Abweichung der beiden Gitterkonstanten voneinander ist, desto mehr Verspannungsenergie wird in den Kristall eingebaut. Der Zusammenhang zwischen Verspannung σ und Kristallverformung ε wird durch das Hook'sche Gesetz beschrieben:

$$\sigma = C\varepsilon \quad , \quad (2.2)$$

wobei C das sogenannte Elastizitätsmodul ist. Die Dehnung ε hängt von der Abweichung der pseudomorphen von den relaxierten Gitterkonstanten ab. Eine detaillierte Analyse der obigen Formel unter Berücksichtigung der Symmetrieeigenschaften des Wurztgitters findet sich in Referenz [133]. Exemplarisch wird hier die erste Komponente des Dehnungstensors berechnet,

$$\varepsilon_{11} = \frac{a_1 - a_0}{a_0} \quad , \quad (2.3)$$

wobei die Gitterkonstanten a_0 und a_1 in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt sind. Unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften lässt sich das Elastizitätsmodul vereinfachen und es ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\frac{c_1 - c_0}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \frac{a_1 - a_0}{a_0} \quad (2.4)$$

Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Die eingebaute Verspannung führt dazu, dass ab einer sogenannten 'kritischen Schichtdicke', Defekte, wie z.B. Versetzungen, auftreten und ein kontrolliertes Wachstum verhindern. Für die Abschätzung der 'kritischen Schichtdicke' gibt es verschiedene Ansätze, die entweder auf energetischen Überlegungen [99] oder unter Berücksichtigung der auftretenden Kräfte basieren [72].

Bei der Verwendung von GaN-Substraten heißt dies, dass die epitaktisch abgeschiedenen Schichten zunächst die Gitterkonstante von reinem GaN annehmen. Da InGaN eine größere Gitterkonstante aufweist, werden die Schichten unter kompressiver Verspannung abgeschieden. Die Zugabe von Aluminium wiederum führt zu kleineren Bindungslängen verglichen mit GaN, weshalb AlGaN auf GaN unter tensiler Verspannung steht.

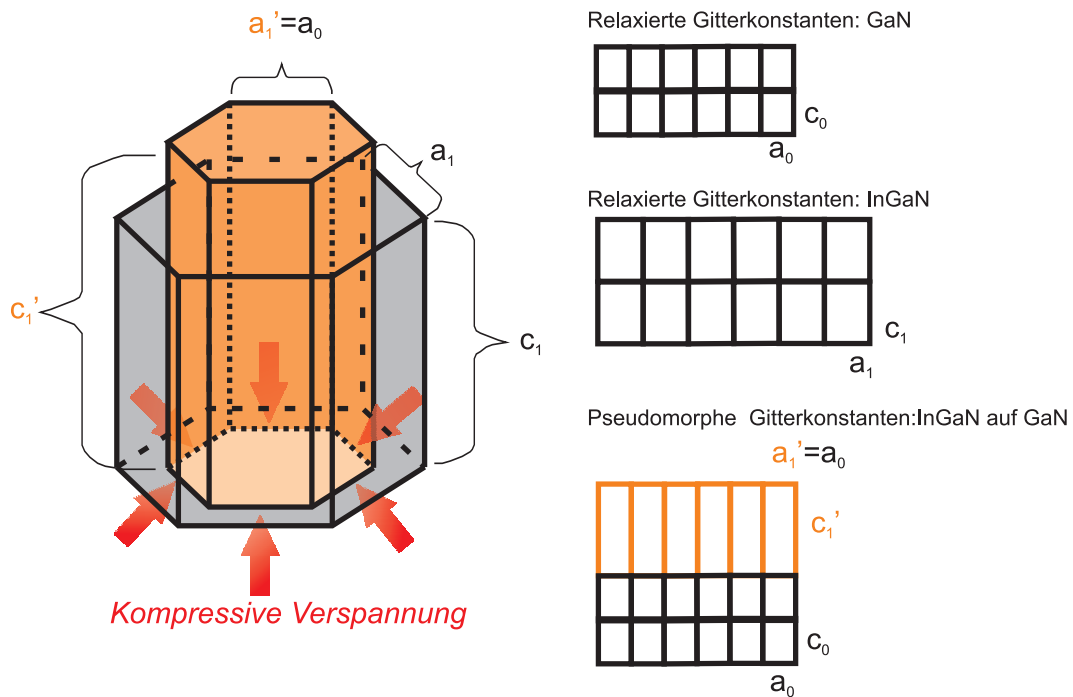


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Veränderung der relaxierten Gitterkonstanten bei pseudomorphem Wachstum.

Der Einfluss der Verspannung auf die Wurzitstruktur ist in Abbildung 2.2 schematisch für das kompressive Wachstum von InGaN auf GaN gezeigt. Aufgrund der vorliegenden Kristallstruktur bei Nitriden hat die Verspannung zusätzlich einen erheblichen Einfluss auf die auftretenden internen Felder, worauf in Abschnitt 2.4 eingegangen wird.

2.3 Kompositionsabhängigkeit der Bandlücke

Für opto-elektronische Anwendungen eignen sich im Wesentlichen nur direkte Halbleiter, da bei ihnen die Wahrscheinlichkeit für strahlende Rekombinationsprozesse hoch ist. Dies liegt daran, dass sich bei direkten Halbleitern das Minimum des Leitungsbandes am selben Ort (Gamma-Punkt) im k -Raum befindet wie das Maximum des Valenzbandes. Neben der Gitterstruktur ist dies ein weiterer wesentlicher Unterschied der Nitridverbindungen verglichen mit phosphid- und arsenidhaltigen III-V-Halbleitern, bei denen es von der Komposition abhängt, ob sie als direkte oder indirekte Halbleiter vorliegen.

Die Bandlücke eines Halbleiters ist stark abhängig von der Temperatur. Grundsätzlich gilt, je heißer der Halbleiter, desto kleiner wird dessen Bandlücke. Phänomenologisch lässt sich die Temperaturabhängigkeit mit der sogenannten Varashni-Formel beschreiben:

$$E_g(T) = E_g(T = 0\text{K}) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (2.5)$$

Die zugehörigen Konstanten sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Um die Bandlücke von beliebigen Kompositionen berechnen zu können, reicht eine lineare Interpolation, wie im Falle der Gitterkonstanten, nicht mehr aus. Um die experimentell bestimmten Daten nachbilden zu können, müssen sogenannte Biegeparameter (engl. Bowing) eingeführt werden. Für eine beliebige quaternäre AlGaInN-Verbindung ergibt sich folgende Bandlücke:

$$\begin{aligned} E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{N}) = & x * E_g(\text{AlN}) + y * E_g(\text{GaN}) + (1 - x - y) * E_g(\text{InN}) \\ & - b_{\text{Al-Ga}} * x * y - b_{\text{Al-In}} * x * (1 - x - y) \\ & - b_{\text{Ga-In}} * y * (1 - x - y) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die Biegeparameter $b_{\text{Al-Ga}}$, $b_{\text{Al-In}}$ und $b_{\text{Ga-In}}$ sind gemäß Quelle [142] zu 0,8eV, 3,4eV und 1,4eV angenommen worden. Theoretisch kann durch die Verwendung quaternärer Verbindungen die Verspannung in den epitaktischen Schichten minimiert oder sogar gänzlich vermieden werden. Auf die Vorteile von quaternären Verbindungen bei der Wellenführung wird in Abschnitt 2.8 eingegangen. Allerdings ist das Wachstum derartiger Kompositionen mit guter Kristallqualität äußerst schwierig und bedarf intensiver Wachstumsoptimierung.

2.4 Spontane und Piezoelektrische Polarisisation

Die Bindung zwischen den Gruppe-III-Elementen und den Stickstoffatomen ist kovalent mit ionischem Charakter. Aufgrund der unterschiedlichen Elektronegativitäten ergibt sich somit für die Stickstoffatome eine negative und für die Metallatome eine positive Partialladung. Da aber jedes Teilchen als Zentrum eines Tetraeders angesehen werden kann, würde sich im Idealfall keine effektive Polarisierung ergeben. Wie in Abschnitt 2.1 bereits erwähnt, zeichnet sich das Wurtzitkristallgitter gegenüber der Zinkblendestruktur unter anderem durch reduzierte Symmetrieeigenschaften aus. Dies hat zur Folge, dass der Schwerpunkt der positiven Partialladung nicht mit dem der negativen übereinstimmt. Die hieraus resultierende Polarisierung wird als spontan bezeichnet. Die Abweichung des Verhältnisses der Gitterkonstanten c/a von AlN, GaN und InN vom idealen *hcp*-Gitter verstärken den Effekt zusätzlich. Die spontane Polarisierung steigt von GaN über InN zu AlN an, wobei sie unabhängig vom Material in die $[000-1]$ -Richtung zeigt.

Bei der Abscheidung kristalliner Schichten wird, wie in 2.1 erläutert, die Gitterkonstante des Substrates übernommen. Dies führt bei der Epitaxie von aluminium- und indiumhaltigen Schichten auf GaN-Substraten dazu, dass der Schwerpunkt der positiven und negativen Ladungen noch weiter voneinander abweicht, als im relaxierten Fall. Die aus der Verspannung resultierende Polarisierung wird als piezoelektrisch bezeichnet. Je nachdem, ob die aufwachsende Schicht kompressiv oder tensil verspannt ist, ändert sich die Richtung der piezoelektrischen Polarisierung. Im Falle von kompressiver Verspannung zeigt diese in die $[0001]$ -Richtung und somit antiparallel zur spontanen Polarisierung. Bei tensile Wachstum, wie beispielsweise AlGaIn auf GaN, zeigen beide in dieselbe Richtung. Die Gesamtpolarisierung setzt sich aus der Summe der spontanen und der piezoelektrischen Polarisierung zusammen:

$$\vec{P}_{\text{gesamt}} = \vec{P}_{\text{sp}} + \vec{P}_{\text{piezo}} \quad (2.7)$$

Die piezoelektrische Polarisierung lässt sich gemäß

$$\vec{P}_{\text{piezo}} = 2 \frac{a_1 - a_0}{a_0} (\vec{e}_{31} - \frac{C_{13}}{C_{33}} \vec{e}_{33}) \quad (2.8)$$

berechnen, wobei die pseudomorphen Gitterkonstanten wie in Abschnitt 2.2 berechnet werden können. Die piezoelektrischen Koeffizienten und die entsprechenden Elemente des Elastizitätstensors sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Eine ausführliche Herleitung findet sich in Referenz [133]. In Abbildung 2.3 a) sind die in einer AlGaIn/InGaIn/AlGaIn-Struktur auftretenden Polarisierungen schematisch dargestellt. Die daraus resultierenden, unterschiedlichen Gesamtpolarisierungen führen an Heterogrenzen zur Anreicherung von Ladungsträgern. Für den Heteroübergang von

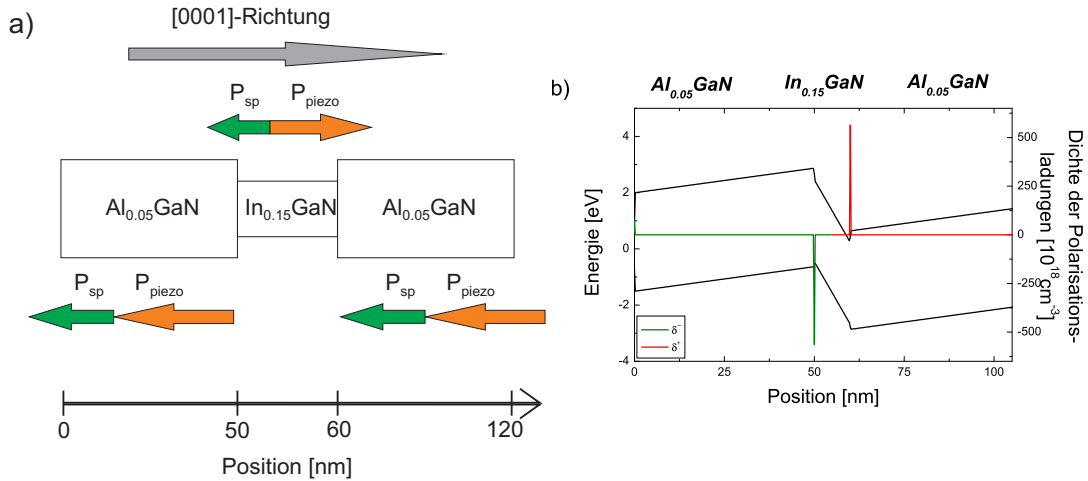


Abbildung 2.3: a) Skizze der auftretenden Polarisierungen bei einer AlGaIn-Heterostruktur. b) Mit nextnano⁺⁺ [102] simulierte Bandstruktur sowie die an den Grenzflächen auftretenden Polarisationsladungen ohne extern angelegte Spannung.

AlGaIn zu InGaIn ergibt sich beispielsweise:

$$\vec{\sigma} = [\vec{P}_{piezo}(AlGaIn) + \vec{P}_{sp}(AlGaIn)] - [\vec{P}_{piezo}(InGaIn) + \vec{P}_{sp}(InGaIn)] \quad (2.9)$$

In Abbildung 2.3 b) ist der Bandverlauf der oben erwähnten AlGaIn/InGaIn/AlGaIn-Struktur gezeigt, wobei die Rechnungen mit der kommerziell erhältliche Simulationssoftware nextnano⁺⁺ [102] berechnet wurden. Bei der Simulation wurde ein GaIn-Substrat sowie ein Wachstum in [0001]-Richtung angenommen. Die auftretenden Flächenladungen bewirken ein internes elektrisches Feld in der Größenordnung einiger MeV. Auf die Auswirkungen der internen Felder auf den Bandverlauf sowie die optischen Eigenschaften eines InGaIn-Quantenfilms, der von GaIn-Schichten umgeben ist, wird im nächsten Abschnitt im Detail eingegangen.

2.5 Auswirkungen der internen Felder auf InGaIn-Quantenfilme

Die im Folgenden beschriebenen Auswirkungen elektrischer Felder auf die optischen Eigenschaften von Halbleitern sind nicht auf das Nitridmaterialsystem beschränkt. Sie wurden bereits 1984 von Miller et al. [80] im AlGaInAs-System beobachtet und als 'Quantum Confined Stark'-Effekt bezeichnet (QCSE). Der Effekt beschreibt die Abhängigkeit der effektiven Bandlücke sowie die Größe des Überlapps von Elektronen- und Lochfunktionen in Abhängigkeit von elektrischen Feldern.

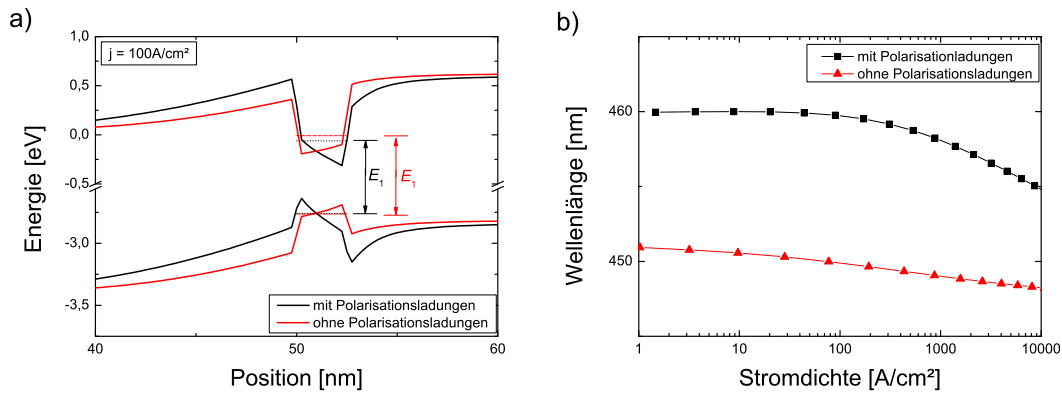


Abbildung 2.4: a) Reduktion der Bandlücke aufgrund der internen Felder in einem InGaN-Quantenfilm bei einer Stromdichte von 100 A/cm^2 . Die Bandstruktur wurde mit Hilfe von nextnano++ [102] simuliert. Bei der roten Kurve wurden die internen Felder vernachlässigt. b) Die zugehörige berechnete Emissionswellenlänge als Funktion der Stromdichte.

Bei Nitriden treten die genannten Auswirkungen bereits ohne das Anlegen externer Spannungen aufgrund der internen Felder auf.

Eine erste Konsequenz der internen Felder ist die Verkipfung der Leitungs- und Valenzbänder. Da für die optischen Übergänge vor allem das Schwerlochband von Bedeutung ist, werden die übrigen Valenzbänder in den folgenden Abbildungen vernachlässigt. Die Verkipfung führt zu einer Reduktion der effektiven Bandlücke, was wiederum eine Rotverschiebung der Emissionswellenlänge nach sich zieht. In Abbildung 2.4 a) ist der Bandverlauf eines InGaN-Quantenfilms zwischen n - bzw. p -dotierten GaN-Schichten bei einer Stromdichte von 100 A/cm^2 gezeigt. Die Rechnungen wurden mit nextnano++ [102] durchgeführt. Bei der roten Kurve wurden die internen elektrischen Felder vernachlässigt. Im Banddiagramm wurde die jeweilige Grundzustand der Quantenfilme eingezeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die internen Felder eine Reduktion der effektiven Bandlücke verursachen.

In Schaubild 2.4 b) ist die Emissionswellenlänge als Funktion der Stromdichte dargestellt. Neben der bereits erwähnten Verschiebung ins Langwellige ist auch die absolute Wellenlängenverschiebung als Funktion des Stromes größer, wenn die Polarisationsladungen berücksichtigt werden.

Weiterhin bewirkt das interne Feld, dass sich die Elektronen und Löcher innerhalb des Quantenfilms räumlich separieren. Damit verbunden ist die Abnahme des Überlapps der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Löchern, was gemäß Fermis Goldener Regel eine Reduktion der Wahrscheinlichkeit für strahlende Rekombination bedeutet. Da der Überlapp auch bei der Berechnung der Verstärkung eingeht, bedeutet dies einen Nachteil für polare Strukturen. Auf die genauen Vor- bzw. Nachteile anderer Wachstumsrichtungen wird im Abschnitt 2.10 eingegangen.

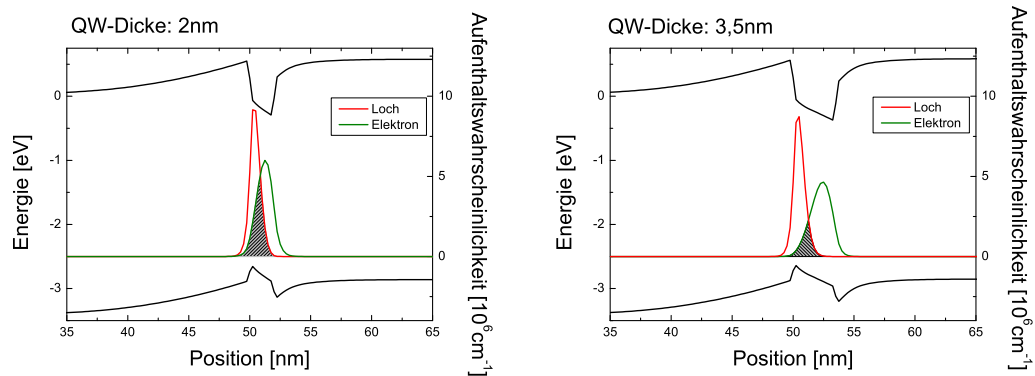


Abbildung 2.5: Auswirkung der internen Felder auf den Überlapp der Elektronen- und Lochfunktion für 2 bzw. 3,5nm dicke Quantenfilme bei einer Stromdichte von 100 A/cm^2 . Der Indiumgehalt beträgt in beiden Fällen 25%. Die Bandstruktur wurde mit Hilfe von nextnano⁺⁺ [102] berechnet.

Die Abnahme des Überlapps skaliert sowohl mit der Topfbreite als auch mit der -tiefe. Je breiter ein Quantenfilm ist, desto weiter können sich die Ladungsträger voneinander entfernen. Die Tiefe eines InGa_N-Quantenfilms wird durch den Indiumgehalt bestimmt. Je höher der Anteil an Indium ist, desto tiefer der Topf und desto größer die internen Felder, was wiederum den Überlapp der Wellenfunktionen reduziert. In Abbildung 2.5 ist der Überlapp für zwei unterschiedliche Topfbreiten bei einer Stromdichte von 100 A/cm gezeigt. Die Quantenfilme sind 2 bzw. 3,5nm breit und haben je einen Indiumgehalt von 25%.

Mit steigender Ladungsträgerdichte im Quantenfilm werden die internen Felder zunehmend abgeschirmt (engl. screening). Die Verkipfung der Bänder lässt mit steigendem Strom nach, was sich wiederum durch eine effektive Vergrößerung der Bandlücke äußert. Für die Emissionswellenlänge bedeutet dies eine stromabhängige Blauverschiebung. Das ist insbesondere für die Herstellung langwelliger, grüner Laserdioden von Bedeutung. Für langwellige Bauteile ist eine möglichst geringe Schwelle vorteilhaft, da die Wellenlänge im Laserbetrieb nur noch eine geringfügige Blauverschiebung aufweist. Experimentelle Daten hierzu werden in Kapitel 3.2 gezeigt.

2.6 Metallorganische Gasphasenepitaxie

Die in dieser Arbeit analysierten Laserdioden wurden mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie *MOVPE* (engl.: metal organic vapor phase epitaxy) hergestellt. Hierbei handelt es sich um ein Abscheidungsverfahren für kristalline Schichten, das heute in großindustriellem Stil angewendet wird. Wie der Name bereits erahnen lässt, werden bei diesem Verfahren organische Verbindungen genutzt, um die Gruppe-III-Elemente für die Reaktionen zugänglich zu machen. Die gängigsten Ausgangsstoffe

für die Epitaxie von Nitridverbindungen sind Trimethylgallium, Trimethylindium und Trimethylaluminium. Diese Stoffe werden in sogenannten Bubbler gelagert, deren Aufgabe darin besteht, das verwendete inerte Trägergas (H_2 oder N_2) mit der jeweiligen Substanz anzureichern. Der Massenfluss kann hierbei mit dem Druck, der Temperatur und entsprechenden Durchflussreglern gesteuert werden. Als Quelle für den benötigten Stickstoff wird Ammoniak verwendet, welches in gasförmigem Zustand in Druckbehältern gelagert wird.

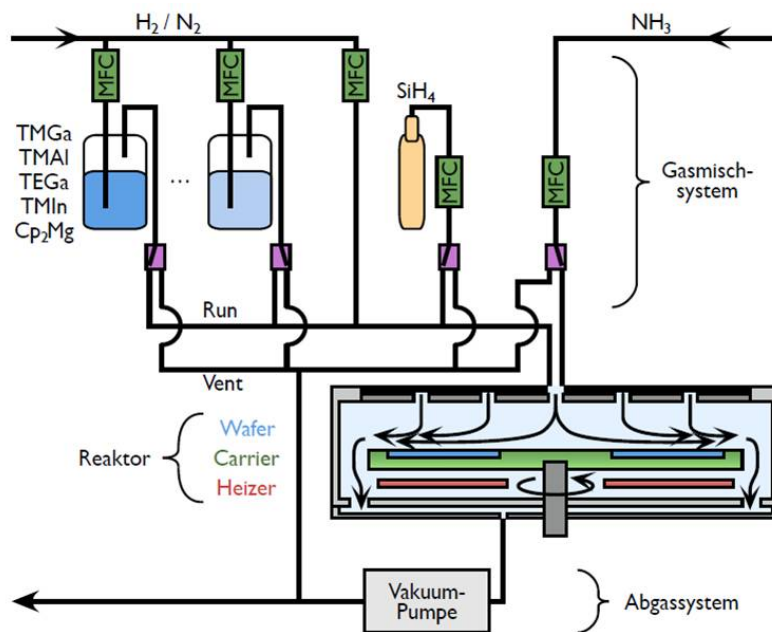


Abbildung 2.6: a) Schematische Skizze einer MOVPE-Anlage aus Quelle [79]

Eine schematische Skizze einer MOVPE-Anlage ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Um parasitäre Vorreaktionen weitgehend zu vermeiden, werden die organischen Verbindungen getrennt von den Hydriden zur Wachstumskammer, auch Reaktor genannt, eingeleitet. Hier herrschen im Vergleich zu anderen Wachstumsverfahren, wie der Molekularstrahlepitaxie (MBE), moderate Drücke, typischerweise im Bereich von 20 bis 1000 Pa. Die gasförmigen Ausgangsstoffe strömen über aufgeheizte Wafer. Damit sich die eingesetzten Moleküle thermisch zersetzen und für Wachstumsprozesse zur Verfügung stehen, müssen die Temperaturen im Reaktor hoch genug sein. Der eigentliche Wachstumsprozess ist hoch komplex und bis heute nicht umfassend verstanden. Einen Einblick in die thermodynamischen Vorgänge erhält man in Referenz [128]. Während des Wachstumsprozesses rotieren die Wafer, um die Homogenität der Schichten zu verbessern. Eine Vakuumpumpe im Abgassystem sorgt für einen konstanten Gasstrom. Verglichen mit den Bedingungen bei der Epitaxie von Verbindungen aus dem AlGaInAsP-System sind für Nitridverbindungen insgesamt höhere Temperaturen notwendig. Dies liegt an der höheren Dissoziationsenergie der

Ammoniakmoleküle. Typische Temperaturen für die Abscheidung von GaN oder AlGaN-Schichten liegen im Bereich von 1000°C. Die Wachstumstemperatur ist außerdem stark vom Indiumgehalt der abzuscheidenden Schicht abhängig. Die mit steigender Temperatur zunehmende Neigung des Indiums wieder von der Wachstums Oberfläche zu desorbieren, erfordert Wachstumstemperaturen unterhalb 800°C, sowie ein hohes Verhältnis von V/III-Trägergasen ($10^3 - 10^5$). Auf die Vielzahl von möglichen Problemen bei der Herstellung hoch indiumhaltiger Schichten mit hoher Kristallqualität [65, 79] soll hier jedoch nicht eingegangen werden.

Neben der Defektminimierung ist der Einsatz eines optimierten Dotierprofils essentiell für die Herstellung effizienter Halbleiterbauelemente. Heutige Halbleiterlaser basieren meist auf sogenannten *p-i-n*-Strukturen mit undotierten Quantenfilmen. Auf den exakten Aufbau nitridhaltiger Kantenemitter wird in Abschnitt 2.8 eingegangen. Die *n*-Dotierung in Nitridverbindungen wird üblicherweise mittels Silizium realisiert. Als Trägermolekül für den Einsatz in MOVPE-Anlagen dient meist Silan. Silizium wird in GaN auf einem Galliumplatz eingebaut und kann als Gruppe-IV-Element somit als Donator fungieren. Die geringe Aktivierungsenergie von ca. 20meV [31, 34, 144] bewirkt, dass der Großteil der eingebauten Donatoren bereits bei Raumtemperatur elektrisch aktiv sind. Bereits undotiertes GaN zeigt eine geringfügige *n*-Hintergrunddotierung. Diese lässt sich mit dem parasitären Einbau von Sauerstoff erklären. Sauerstoff fungiert in GaN ebenfalls als flacher Donator [143], da er als Gruppe-VI-Element einen N-Platz einnimmt.

Die *p*-Dotierung von GaN wird durch den Einbau von Magnesiumatomen auf Gruppe-III-Plätzen unter der Verwendung von Cyclopentadienylmagnesium als Trägergas realisiert. In GaN liegt es als tiefer Akzeptor mit einer Aktivierungsenergie von ca. 200meV [2, 32, 138] vor. Aufgrund der hohen Aktivierungsenergie ist bei Raumtemperatur nur ein geringer Anteil, etwa ein Prozent, der eingebauten Mg-Atome elektrisch aktiviert. Hinzu kommt, dass Magnesium mit Wasserstoff, welcher während der Epitaxie durch die Trägergase reichlich vorhanden ist, MgH-Komplexe bildet. Diese Komplexe sind elektrisch inaktiv und können erst durch thermisches Ausheizen (engl. annealing) aufgebrochen werden [49, 53, 89]. Neben den MgH-Komplexen treten bei hohen Magnesiumkonzentrationen Kompensationseffekte auf [52, 138]. Beide Effekte limitieren die maximal erreichbare Leitfähigkeit in *p*-dotiertem GaN.

Ebenfalls als tiefer Akzeptor fungieren Stickstoffvakanz, die jedoch als Störung des Kristalls angesehen werden und somit nach Möglichkeit vermieden werden. Zusammen mit parasitär eingebautem Sauerstoff werden sie für die sogenannte gelbe Lumineszenz verantwortlich gemacht [49, 96]. Der parasitäre Einbau von Kohlenstoff ist insofern kritisch, als dass er in GaN als Akzeptor fungieren kann [68]. Durch die chemische Zusammensetzung der metallorganischen Trägergase ist Kohlenstoff während des Wachstums im Reaktor ständig verfügbar.

2.7 Grundlagen von Halbleiterlaserdioden

Bei der mathematischen Beschreibung einer halbleiterbasierten Laserdiode muss zwischen zwei Operationsregimen unterschieden werden. Unterhalb der Schwelle verhält sich der Laser wie eine herkömmliche Leuchtdiode. Oberhalb der Schwelle wird das Verhalten durch die stimulierte Emission bestimmt. Die Beziehung von Ladungsträgerdichte und Photonenzahl lässt sich mit zwei gekoppelten Differentialgleichungen beschreiben.

Für die Ladungsträger ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\frac{dN}{dt} = G - R = \frac{\eta_{inj} I}{qV} - R_{\text{nichtstrahlend}} - R_{\text{spontan}} - R_{\text{leakage}} - R_{\text{stimuliert}} \quad (2.10)$$

Die für die mathematische Beschreibung notwendigen Größen sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Durch das Anlegen einer externen Spannung wird der Ladungsträgertransport in der Halbleiterstruktur in Gang gesetzt und aufrecht erhalten. Ziel ist es, die Ladungsträger in die aktive Zone zu transportieren, wo sie möglichst effizient strahlend rekombinieren sollen.

Größe	Abkürzung
Generationsrate	G
Rekombinationsrate	R
Strom	I
Injektionseffizienz	η_{inj}
Ladungsträgerdichte	N
Aktives Volumen	V
Volumen der optischen Mode	V_P
Ladungsträgerlebensdauer	τ
Photonenlebensdauer	τ_P
Elementarladung	q
Shockley-Read-Hall Koeffizient	A
Strahlender Rekombinationskoeffizient	B
Augerkoeffizient	C
Photonendichte	N_P
Verstärkung	g
Confinement-Faktor	Γ
Gruppengeschwindigkeit des Lichtes	v_g
Faktor für die spontane Emission	β_{sp}

Tabelle 2.2: Die für die mathematische Beschreibung von halbleiterbasierten Laserdioden notwendigen physikalischen Größen.

Unter der Injektionseffizienz η_{inj} wird der Anteil des elektrischen Stromes verstanden, der Ladungsträger in der aktiven Zone erzeugt [18].

In Ridgelasern gibt es verschiedene Möglichkeiten, dass Ladungsträger in einem Bereich rekombinieren, wo sie nicht zur Lasermode beitragen können. Eine Möglichkeit sind elektrische Nebenschlüsse. In vertikaler Richtung ist die Stromführung im Prinzip durch den trockenchemisch geätzten Steg (engl. Ridge), welcher für die horizontale Wellenführung notwendig ist, definiert. Jedoch kann es zu Stromaufweitungseffekten kommen, wodurch Ladungsträger in der aktiven Zone in einem Bereich rekombinieren, in dem sie nicht mehr zur Verstärkung der Lasermode beitragen.

Hinzu kommen Ladungsträger, die nicht von den Quantenfilmen eingefangen werden (engl. carrier overshoot) und dann außerhalb der aktiven Zone parasitär rekombinieren.

Durch die eben aufgezählten Effekte ist die Injektionseffizienz bei realen Bauteilen stets kleiner als 100% und unter Umständen sogar noch strom- oder temperaturabhängig. Für die folgenden Betrachtungen wird jedoch von einem konstanten η_{inj} ausgegangen.

Die Rekombinationsrate R unterteilt sich wie in Formel 2.10 beschrieben in vier Teilbeiträge. Die Rate der nicht-strahlenden Übergänge beinhaltet sowohl defekt-assistierte Übergänge als auch Augerprozesse. Für die defekt-assistierten nicht-strahlenden Übergänge wird ein Modell nach Shockley et al. [120] angesetzt, wobei die Rate linear mit der Ladungsträgerdichte ansteigt.

Strahlende Rekombination in Leuchtdioden basiert auf sogenannten spontanen Übergängen. Der Begriff spontan erklärt sich durch die Tatsache, dass für deren Beschreibung im quantenmechanischen Bild die Fluktuation eines virtuellen Feldes angenommen werden muss. Die spontane Rekombinationsrate skaliert mit einem materialspezifischem Parameter B sowie dem Quadrat der Ladungsträgerdichte.

Bei Augerprozessen handelt es sich um Dreiteilchenprozesse, die dementsprechend bei hohen Ladungsträgerdichten dominieren. Der hier verwendete Augerkoeffizient beinhaltet sowohl npn - als auch np -Prozesse. Da innerhalb der aktiven Zone Ladungsneutralität herrschen muss, kann auf eine detaillierte Unterscheidung bei der hier gemachten Analyse verzichtet werden. Die Augerprozesse skalieren mit der dritten Potenz der Ladungsträgerdichte. Theoretische Berechnungen [57] und neue experimentelle Ergebnisse [7, 48] haben gezeigt, dass Augerrekombination maßgeblich für das sogenannte 'green-gap' verantwortlich ist. Der Ausdruck 'green gap' beschreibt die drastische Abnahme der Effizienz von InGaN-basierten Leuchtdioden mit zunehmender Wellenlänge im grünen Spektralbereich.

Als letzten Beitrag in Gleichung 2.10 ist R_{leakage} angegeben. Hinter diesem Begriff verbergen sich beispielsweise Ladungsträger, die zwar von den Quantenfilmen eingefangen werden, diese jedoch wieder verlassen und an anderer Stelle in der Laserstruktur parasitär rekombinieren (engl. escape-Prozess). Diese Prozesse sind in der Regel stark abhängig von der Betriebstemperatur und dem elektrischen Confinement. Die

Escape-Prozesse nehmen mit zunehmender Tiefe der Quantenfilme ab, weshalb sie für InGaN-basierte Quantentröge im blauen und grünen Spektralbereich nur eine untergeordnete Rolle spielen sollten [124]. Der Einfachheit halber wird dieser Beitrag im Folgenden vernachlässigt.

Oberhalb der Laserschwelle dominiert die sogenannte stimulierte Rekombination, bei der ein Elektron-Loch-Paar durch ein Photon zur Rekombination 'stimuliert' wird. Das hierbei entstehende Photon besitzt nicht nur dieselbe Energie, sondern ist auch kohärent zu dem ursprünglichen Photon. Die Herleitung des Ausdrucks für die stimulierte Rekombinationsrate R_{st} findet sich in Referenz [18] und ergibt :

$$R_{st} = v_g g N_P, \quad (2.11)$$

Die Summe der übrigen Rekombinationsraten kann folgendermaßen zusammengefasst werden:

$$R_{\text{nichtstrahlend}} + R_{\text{spontan}} = \frac{N}{\tau} = AN + BN^2 + CN^3 \quad (2.12)$$

Über die Photonendichte ist die zeitliche Entwicklung der Ladungsträgerdichte mit der Photonenanzahl gekoppelt. Für die Photonen ergibt sich analog folgende Beziehung:

$$\frac{dN_P}{dt} = \frac{V}{V_P} R_{st} + \frac{V}{V_P} \beta_{sp} R_{\text{spontan}} - \frac{N_P}{\tau_P} \quad (2.13)$$

Das Verhältnis der Volumina des elektrisch gepumpten Bereichs der aktiven Zone und der optischen Mode wird als Confinementfaktor Γ bezeichnet. Die Lebensdauer der Photonen wird durch Streuprozesse, interne Absorption sowie Absorption an freien Ladungsträgern und durch die aus dem Resonator auskoppelnden Photonen bestimmt. Durch spontane Rekombination erzeugte Photonen koppeln in verschiedenste optische Moden. Nur ein geringer Anteil trägt zur späteren Lasermode bei, was durch den Faktor β_{sp} berücksichtigt wird. Bei Kantenemittern ist dieser Faktor in der Regel sehr klein, da es sich vor allem in longitudinaler Richtung eine Vielzahl an Moden ausbildet. Setzt man den oben eingeführten Ausdruck für die stimulierte Emission in Gleichung 2.13 ein, erhält man:

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma v_g g N_P + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_P}{\tau_P} \quad (2.14)$$

Die beiden miteinander gekoppelten Differentialgleichungen 2.10 und 2.14 sind analytisch nur für vereinfachte Fälle zu lösen. Aus diesem Grund wird im Folgenden nur der stationäre Zustand unter und oberhalb der Laserschwelle betrachtet. Die Annahme eines stationären Zustandes bedeutet, dass die beiden zeitlichen Ableitungen gleich 0 gesetzt werden können. Löst man die beiden Gleichungen nach dem

Strom bzw. der Photonendichte auf, erhält man

$$I(N) = \frac{qV}{\eta_{\text{inj}}} [R_{\text{nichtstrahlend}} + R_{\text{spontan}} + gv_g N_P] \quad (2.15)$$

bzw.

$$N_P = \frac{\Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}}}{\frac{1}{\tau_P} - \Gamma gv_g} \quad (2.16)$$

2.7.1 Lösung der Ratengleichung im LED-Regime im stationären Zustand

Betrachtet man einen Halbleiterlaser unterhalb der Schwelle, verhält er sich wie eine herkömmliche Leuchtdiode. Die Photonendichte N_P der Lasermode innerhalb des Resonators ist unterhalb der Schwelle so gering, dass man in guter Näherung $N_P \approx 0$ setzen kann. Die Gleichung für den stationären Zustand vereinfacht sich somit zu:

$$I = \frac{qV}{\eta_{\text{inj}}} [AN + BN^2 + CN^3] \quad (2.17)$$

Anhand dieser Gleichung ist ersichtlich, dass die ABC -Koeffizienten das Verhalten der Laserdioden unterhalb der Schwelle bestimmen. Aus diesem Grund werden die entsprechenden Parameter sowohl für blaue als auch für grüne InGaN-basierte Laserdioden im Laufe dieser Arbeit bestimmt. Für die unterhalb der Schwelle emittierte Leistung aus spontanem Licht gilt:

$$P_{\text{spontan}} = h\nu V B N^2 \quad (2.18)$$

Zusammen mit Gleichung 2.17 ergibt sich eine lineare Zunahme der optischen Leistung als Funktion des Stromes

$$P_{\text{spontan}} = \frac{h\nu}{q} \eta_i I \quad , \quad (2.19)$$

wobei η_i die interne Effizienz mit

$$\eta_i = \eta_{\text{inj}} \cdot \frac{BN^2}{AN + BN^2 + CN^3} = \eta_{\text{inj}} \cdot IQE \quad (2.20)$$

und IQE die interne Quanteneffizienz ist.

2.7.2 Lösung der Ratengleichung oberhalb der Schwelle im stationären Zustand

Für einen Laser essentiell ist die sogenannte Verstärkung (engl. gain). Hierbei unterscheidet man zwischen der materialspezifischen Verstärkung sowie der modalen Verstärkung. Grundsätzlich ist ein Halbleiter für Photonen mit einer Energie kleiner als die Bandlücke transparent. Wird die Photonenenergie jedoch größer, hängt es von der Ladungsträgerdichte im verstärkenden Medium ab, ob es absorbierend oder verstärkend wirkt. Die sogenannte Bernard-Duraffourg-Bedingung [6] beschreibt den Punkt, bei dem die Verstärkung die Absorption kompensiert. Hierfür muss die Aufspaltung der beiden 'Quasifermi'-Niveaus so groß wie die effektive Bandlücke des aktiven Mediums sein. Für die materialabhängige Verstärkung ist die Änderung der Photonenanzahl

$$g = \frac{1}{N_P} \frac{dN_P}{dz} = \frac{1}{N_P} \frac{dz}{dt} \frac{dN_P}{dt} = \frac{1}{N_P v_g} \frac{dN_P}{dt} \quad . \quad (2.21)$$

Die Ladungsträgerdichte, bei der das Material transparent erscheint, wird entsprechend Transparenzlادungsträgerdichte N_{tr} genannt. Für das Erreichen der Laserschwelle muss auch der Überlapp des elektrisch gepumpten Bereiches mit der optischen Mode berücksichtigt werden. Für die Laserschwelle ergibt sich folgende Bedingung:

$$\Gamma g = \alpha_i + \alpha_m \quad . \quad (2.22)$$

Hierbei ist ersichtlich, dass die modale Verstärkung zum Erreichen der Schwelle neben den internen Verlusten auch die sogenannten Spiegelverluste kompensieren muss. Hierunter versteht man die Photonen, welche den Resonator durch die beiden Facetten verlassen. Die Höhe der Spiegelverluste ist zum einen durch die Resonatorlänge L und zum anderen durch die Reflektivitäten der beiden Facetten (R_1 und R_2) bestimmt:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad . \quad (2.23)$$

Die Verstärkung nimmt unterhalb der Schwelle mit steigender Ladungsträgerdichte, was im elektrischen Betrieb einem wachsenden Strom entspricht, zu. Dies geschieht allerdings nur so lange, bis der modale Gain die Summe aus internen Verlusten und Spiegelverlusten kompensiert. Ab diesem Zeitpunkt ist die Verstärkung in der Theorie unabhängig vom Strom. Da die Verstärkung eine Funktion der Ladungsträgerdichte ist, bedeutet dies, dass auch sie den Wert an der Schwelle nicht übersteigt

(N_{th}). Bei einer weiteren Erhöhung des Stromes rekombinieren die zusätzlich eingebrachten Ladungsträger durch stimulierte Prozesse, da dieser Rekombinationspfad auf deutlich kürzeren Zeitskalen abläuft. Somit tragen ab der Schwelle die zusätzlich eingebrachten Ladungsträger ausschließlich zur Lasermode bei. Für die Beschreibung des Gains als Funktion der Ladungsträgerdichte gibt es unterschiedliche Modelle. Bei GaAs-basierten Laserdioden lassen sich die experimentellen Daten mit einem logarithmischen Modell beschreiben [18]

$$g = g_0 \cdot \ln\left(\frac{N}{N_{\text{tr}}}\right) \quad , \quad (2.24)$$

wobei $N > 0$ gelten muss, g_0 ein materialabhängiger Koeffizient und N_{tr} die Transparenzladungsträgerdichte ist. In Kapitel 6 wird die Verstärkung von grünen Laserdioden untersucht und gezeigt, dass die Messdaten in diesem Fall besser durch ein lineares Gewinnmodell nachgebildet werden können. Der Einfachheit halber wird in diesem Abschnitt mit dem logarithmischen Modell eine Bedingung für die Laserschwelle hergeleitet.

Aus der Tatsache, dass alle strahlenden und nicht-strahlenden Prozesse unterhalb der Schwelle von der Ladungsträgerdichte abhängen und diese sowie der Gain an der Schwelle gepinnt werden, vereinfacht sich Gleichung 2.15 für Ströme $I > I_{\text{th}}$ zu

$$\frac{\eta_{\text{inj}}}{qV} \cdot (I - I_{\text{th}}) = v_g g N_{\text{P}} \quad , \quad (2.25)$$

mit

$$I_{\text{th}} = \frac{qV}{\eta_{\text{inj}}} \cdot [R_{\text{spontan}}(N = N_{\text{th}}) + R_{\text{nichtstrahlend}}(N = N_{\text{th}})] \quad (2.26)$$

Unter Berücksichtigung von $g(I > I_{\text{th}}) = g_{\text{th}}$, Gleichung 2.21 und der Spiegelreflektivitäten erhält man für die optische Leistung der Lasermode:

$$P_{\text{op}} = \underbrace{\eta_{\text{inj}} \frac{hc}{\lambda q} \frac{\alpha_{\text{m}}}{\alpha_{\text{m}} + \alpha_{\text{i}}}}_{\text{Steilheit } Sh} \cdot (I - I_{\text{th}}) \quad \text{mit} \quad I_{\text{th}} = \frac{qV N_{\text{tr}}}{\tau \eta_{\text{inj}}} \cdot e^{\frac{\alpha_{\text{m}} + \alpha_{\text{i}}}{\Gamma g_0}} \quad (2.27)$$

Der erste Teil der obigen Gleichung wird auch als Steilheit Sh bezeichnet. Sie kann aus der Ableitung experimenteller L - I -Kennlinien bestimmt werden. Unter der Ausnutzung verschiedener Verspiegelungen [83] bzw. Resonatorlängen [18,47] lassen sich aus der Steilheit die internen Verluste sowie die Injektionseffizienz absolut bestimmen.

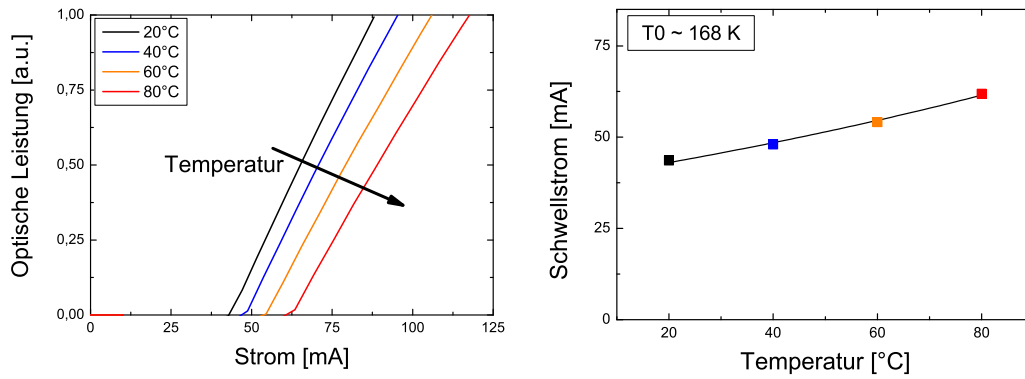


Abbildung 2.7: Gepulste L - I -Kennlinien bei verschiedenen Strömen einer grüner Laserdiode. Die Auswertung der Schwellen ergab ein T_0 von 168K. [38]

2.7.3 Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle und Steilheit

Die Schwelle von halbleiterbasierten Laserdioden nimmt mit steigender Temperatur zu. Der Anstieg lässt sich mit Hilfe einer phänomenologisch eingeführten Größe T_0 beschreiben:

$$I_{\text{th}}(T) = I_0 \cdot e^{\frac{T}{T_0}} \quad (2.28)$$

In die Größe T_0 gehen abhängig vom analysierten Bauelement unterschiedliche Beiträge ein. Zum einen nimmt die Verstärkung mit steigender Temperatur ab, während die Transparenzladungsträgerdichte zunimmt. Auch eine mögliche Abnahme der Injektionseffizienz ist darin enthalten. Für die experimentelle Bestimmung des Parameters T_0 werden temperaturabhängig L - I -Kennlinien gemessen. Um parasitäre Selbsterwärmung auszuschließen, werden die Messungen gepulst durchgeführt, wobei die Pulslänge und die Wiederholrate (engl. duty-cycle) so gewählt werden, dass der Wärmeeintrag minimal ist. In Abbildung 2.7 sind gepulste L - I -Kennlinien einer grünen Laserdiode bei verschiedenen Temperaturen gezeigt. Aus dem Fit der experimentellen Daten ergibt sich ein T_0 von 168K. Die Pulslänge beträgt $1\mu\text{s}$ bei einer Wiederholrate von 1:100.

Neben der Schwelle zeigt üblicherweise auch die Steilheit eine Temperaturabhängigkeit. Analog zur Schwelle ergibt sich:

$$S(T) = S_0 \cdot e^{\frac{T}{T_1}} \quad (2.29)$$

Eine Besonderheit der InGaN-basierten Halbleiterlaser sind die hohen T_1 -Werte, wodurch die Steilheit mehr oder weniger temperaturunabhängig erscheint. Auf die

genauen Beiträge zu T_0 sowie die Temperaturabhängigkeit der internen Laserparameter wird in Kapitel 6 dieser Arbeit ausführlich eingegangen.

2.7.4 Thermik in Laserdioden

Im Betrieb erwärmt sich die Laserdiode. Die Erwärmung hängt davon ab, ob das Bauteil gepulst bzw. mit Gleichstrom (*CW*) betrieben wird. Im gepulsten Betrieb hängt die Erwärmung von den Pulsbedingungen ab. Eine ausführliche Analyse der thermischen Effekte bei InGaN-basierten Laserdioden unter Pulsbedingungen findet sich in Referenz [22]. Bei kommerziellen Anwendungen werden die Laserdioden jedoch üblicherweise mit Gleichstrom betrieben, wobei es zu parasitärer ohmscher Erwärmung kommt.

Die Höhe der Erwärmung hängt wiederum von dem thermischen Widerstand R_{th} der Laserdiode ab. Zum thermischen Widerstand trägt neben dem eigentlichen Halbleiterchip auch die verwendete Art der Montage bei. Grundsätzlich gibt es für Kantenemitter die Möglichkeit, die *p*- oder die *n*-Seite nach oben auf eine geeignete Wärmesenke zu montieren. Wie in Abschnitt 2.6 erwähnt, erfolgt die Epitaxie von blauen und grünen Laserstrukturen auf *n*-dotierten GaN-Substraten. Im Falle einer *p*-up Montage trägt somit die Dicke des Substrates wesentlich zum gesamten thermischen Widerstand bei. Auch die Chipdimensionen sowie die verwendete Ridgebreite spielen eine wichtige Rolle. Maßgeblich für die Wahl der geeigneten Montage ist die Wahl des Wärmesenkenmaterials sowie des Bauteilgehäuses. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bauelemente wurden in kommerziell erhältliche TO-56 bzw. TO-38 Gehäuse montiert. Für die aus dem thermischen Widerstand resultierende Selbsterwärmung gilt:

$$\Delta T = R_{th} \cdot (U \cdot I - P_{opt}) \quad , \quad (2.30)$$

wobei U die Spannung, I der Strom und P_{opt} die zugehörige optische Ausgangsleistung ist. Für die experimentelle Bestimmung des thermischen Widerstandes einer montierten Laserdiode gibt es verschiedene Möglichkeiten. Da die Emissionswellenlänge von InGaN-basierten Laserdioden sehr sensitiv auf die Temperatur reagiert, lässt sich aus dem Vergleich Wellenlängen im *CW*- und Pulsbetrieb die entsprechende Temperaturdifferenz und damit auch der R_{th} bestimmen [22].

Eine weitere Möglichkeit besteht in der Analyse des sogenannten Überrollpunktes für verschiedene Temperaturen [45]. Diese Methode ist für grundmodige Laserdioden jedoch nur bedingt geeignet, da bei zu hohen Betriebsströmen Modensprünge auftreten können, wodurch eine exakte Bestimmung des Überrollpunktes erschwert wird.

Die bei den späteren Messungen verwendete Methode [22] ist vergleichbar mit der

Wellenlängenanalyse, jedoch wird die Spannung als Maß für die Temperaturerhöhung herangezogen. Der Grund für die Temperaturabhängigkeit der Operationsspannung ist die elektrische Leitfähigkeit der p -dotierten Schichten, welche maßgeblich zur Gesamtspannung beitragen.

2.7.5 Experimentelle Bestimmung der Verstärkung

Die Verstärkung der optischen Mode ist eine fundamentale Größe für Laserdioden. Für die experimentelle Bestimmung stehen verschiedene Methoden zur Auswahl, beispielsweise die Variation der Kavitätslänge [18, 47], der Verspiegelung [83] oder die sogenannte Transmissionsmethode [24]. Die verbreitetste Messmethode beruht jedoch auf einem Prinzip nach B. Hakki und T. Paoli [40]. Für diese Art der Analyse werden monomodige Laserdioden mit bekannter Verspiegelung (R_1 und R_2) benötigt. Innerhalb der Laserkavität, die durch die Verspiegelung der beiden Facetten wie ein Fabry-Perot-Resonator wirkt, bilden sich eine Vielzahl an Longitudinalmoden aus. Für den spektralen Abstand zweier solcher Moden gilt [3]

$$\Delta\lambda = \lambda_{i+1} - \lambda_i \approx \frac{\lambda^2}{2Ln_g} \quad \text{mit} \quad n_g = \left. \frac{d\beta}{dk_0} \right|_{\lambda=\lambda_i}, \quad (2.31)$$

wobei L die Kavitätslänge, n_g der effektive Gruppenbrechungsindex und β die Wellenzahl ist. Für eine grüne Laserdiode mit einer Resonatorlänge von $600\mu\text{m}$ ergibt sich somit ein Abstand von nur ca. 81pm [85]. Diese Moden interferieren innerhalb der Laserkavität, wodurch sich im Emissionsspektrum charakteristische Maxima und Minima ausbilden. Bei der sogenannten Hakki-Paoli-Methode wird die Verstärkung analysiert, indem die Intensität benachbarter Minima und Maxima ins Verhältnis gesetzt werden. Aus diesem Grund sind hochauflösende Spektrometer notwendig. Die Abhängigkeit der Intensität der interferierenden Longitudinalmoden wird durch die Airy-Formel

$$\frac{I(\lambda)}{I_0} = \frac{1}{F \sin^2(\frac{\delta}{2}) + 1} \quad \text{mit} \quad F = \frac{4\gamma}{(1-\gamma)^2} \quad \text{und} \quad \delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L, \quad (2.32)$$

beschrieben, wobei $\gamma = \sqrt{R_1 R_2} e^{gL}$ gilt.

Setzt man nun die benachbarten Extrema ins Verhältnis und berücksichtigt Formel 2.32, so kann die Verstärkung bei bekannter Verspiegelung berechnet werden:

$$g(\lambda) = g\Gamma - \alpha_i - \alpha_m = -\frac{1}{L} \ln\left(\frac{\sqrt{p}+1}{\sqrt{p}-1}\right) - \alpha_m \quad \text{mit} \quad p = \frac{I_{\max}^i + I_{\max}^{i+1}}{2I_{\min}^i} \quad (2.33)$$

In Abbildung 2.8 a) ist der auf diese Weise bestimmte Gain als Funktion der Energie dargestellt. Man erkennt zum einen, dass das Maximum der Verstärkung für höhere

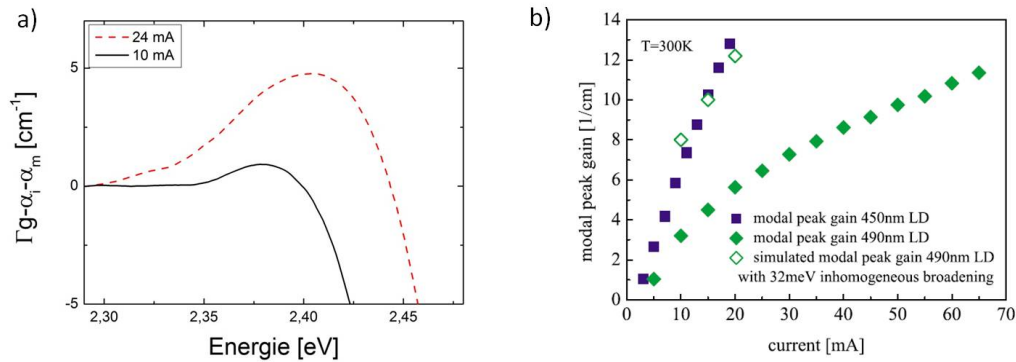


Abbildung 2.8: a) Verstärkung einer grünen Laserdiode für zwei Betriebsströme. b) Maximum des modalen Gewinns als Funktion des Operationsstromes aus [63].

Ströme und damit auch Ladungsträgerdichten zu größeren Werten, d.h. kleineren Wellenlängen schiebt.

Zum anderen steigt das Maximum der Verstärkung mit zunehmendem Strom an, bis an der Schwelle der modale Gewinn sowohl die internen Verluste als auch die Spiegelverluste kompensiert.

Während der Gewinn als Funktion der Ladungsträgerdichte für Halbleiterlaser mit Bulkschichten in der aktiven Zone durch ein lineares Gain-Modell beschrieben werden kann, wurde bislang für blaue InGaN-basierte Laserdioden mit Quantenfilmen das logarithmische Modell verwendet [18,63,65]. Der Verlauf des Maximums der modalen Verstärkung für eine blaue und eine cyanfarbige Laserdiode ist in Abbildung 2.8 b) nach Lermer et al. [63,65] dargestellt. Gegenüber theoretischen Berechnungen sind die experimentell gemessenen Spektren deutlich verbreitert.

Verantwortlich hierfür sind unter anderem stattfindende Elektron-Elektron-Wechselwirkungen sowie die Kopplung der Elektronen mit LO-Phononen. Die aus diesen beiden Prozessen resultierende Verbreiterung ist symmetrisch und wird daher als homogen bezeichnet. Um die experimentellen Daten wirklich nachbilden zu können, muss man weiterhin die sogenannte inhomogene Verbreiterung, welche asymmetrisch ist, berücksichtigen. Physikalisch begründet ist dieser Beitrag in der Fluktuation der Potentiallandschaft aufgrund des variierenden Indiumgehalts in den Quantenfilmen. Der Effekt skaliert mit dem Indiumgehalt [63]. Durch die zunehmende Verbreiterung der Gewinnspektren bei ansteigender Emissionswellenlänge wird gleichzeitig die maximale Verstärkung bei einer bestimmten Ladungsträgerdichte reduziert. Dies wiederum wirkt sich nach Formel 2.27 negativ auf die Laserschwelle aus.

2.8 Aufbau nitridbasierter Laserstrukturen

Die Struktur von halbleiterbasierten Lasern hat im Wesentlichen zwei Aufgaben: Zum einen müssen die einzelnen Schichten so gewählt werden, dass die Ladungs-

träger effizient zur aktiven Zone transportiert werden und dort auch rekombinieren. Den Einschluss von Ladungsträgern durch die Wahl von Verbindungen mit geeigneter Bandlücke nennt man 'bandgap-engineering'. Im Gegensatz zum AlGaInAsP-Materialsystem wird ein effektiver Einschluss der Ladungsträger durch die Art der Heteroübergänge bei Nitriden erschwert. Die stickstoffbasierten Verbindungen bilden nur sogenannte Typ-I-Übergänge aus. Das bedeutet, dass eine Barriere im Leitungsband für Elektronen auch immer eine Barriere für die Löcher im Valenzband nach sich zieht und umgekehrt. Für einen effizienten elektrischen Transport liegt den untersuchten Bauelementen eine sogenannte *p-i-n*-Struktur zugrunde. Die Dotierung erhöht die Beweglichkeit der Ladungsträger und beeinflusst den Bandverlauf. Auf die Wahl geeigneter Dotierstoffe wurde bereits in Abschnitt 2.6 eingegangen. Grundsätzlich verhindert die hohe Aktivierungsenergie des Magnesiums eine zur *n*-Seite vergleichbare Dotierung. Die damit verbundene Leitfähigkeit der *p*-Schichten liefert einen wesentlichen Beitrag zur Operationsspannung. Die Spannung ist jedoch eine Schlüsselgröße für die Performance des Bauteils, da sie sowohl in die elektrische Effizienz (engl. wall-plug-efficiency) eingeht, als auch die Performance im *cw*-Betrieb maßgeblich mitbestimmt. Auf die optischen Auswirkungen der *p*-Dotierung wird später eingegangen.

Die zweite wichtige Aufgabe der Struktur besteht in der Führung der optischen Mode. In normal dispersiven Materialien, zu denen auch die Nitride gehören, nimmt der Brechungsindex mit steigender Bandlücke ab. Somit lässt sich der elektrische Einschluss von Ladungsträgern mit der vertikalen Wellenführung kombinieren. Eine schematische Skizze einer AlInGaN-basierten Laserstruktur ist in Abbildung 2.9 gezeigt:

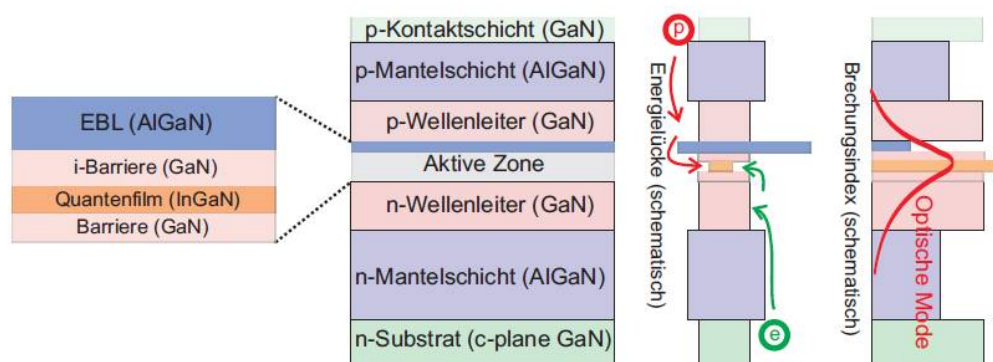


Abbildung 2.9: Skizze einer AlInGaN-basierten Laserstruktur sowie des Bandlückenverlaufs und dem Brechungsindexprofil aus Quelle [85].

Die aktive Zone besteht aus InGaIn-Quantenfilmen und GaIn-Barrieren. Die Tiefe der InGaIn-Quantenfilme wird durch den Indiumgehalt bestimmt. Energetisch betrachtet weisen sie die geringste Bandlücke der gesamten Struktur auf, wodurch

Selbstabsorption in den umliegenden Schichten verhindert wird. Die Verwendung von Quantenfilmen statt Bulkschichten bietet den Vorteil, bereits bei moderaten elektrischen Strömen Ladungsträgerinversion zu erreichen. Weiterhin eröffnet sich die Möglichkeit, die Emissionswellenlänge unter Ausnutzung der Quantisierungseffekte genau einstellen zu können.

Für eine optimale optische Führung muss der Unterschied der Brechungsindizes möglichst groß sein. Dies wird durch die Verwendung von AlGaIn-Mantelschichten mit wenigen Prozent Aluminium erreicht. Für Emissionswellenlängen um die 430nm ist der Unterschied in den Brechungsindizes noch ausreichend groß, um eine optimale Führung mit vertretbaren AlGaIn-Schichtdicken zu realisieren. Je größer die Wellenlänge wird, desto geringer wird der Brechungsindexkontrast. Dies könnte durch dickere Mantelschichten kompensiert werden, was allerdings durch Verspannung und Materialqualität limitiert ist.

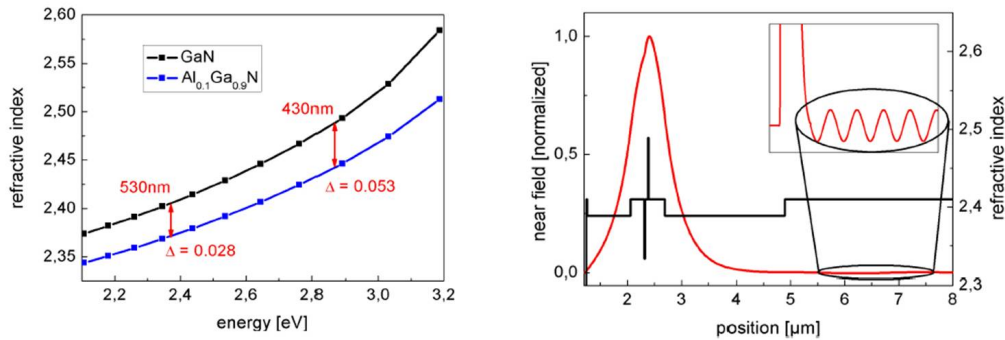


Abbildung 2.10: a) Brechungsindexunterschied von AlGaIn zu GaN für unterschiedliche Wellenlängen [64]. b) Auswirkungen einer unzureichenden Wellenführung mit parasitärer Lichtkopplung ins Substrat [64].

In Abbildung 2.10 a) ist die Abnahme des Brechungsindexunterschiedes für verschiedene Wellenlängen nach Lerner et al. [64] graphisch dargestellt. Die Auswirkungen einer unzureichenden Wellenführung zeigt Abbildung 2.10 b) [64]. Hierbei leckt die optische Mode auf der n -Seite ins GaN-Substrat. Dieses wirkt aufgrund seiner Bandlücke wie ein parasitärer Wellenleiter. Da das im Substrat geführte Licht einen Verlustkanal darstellt, gibt es verschiedene Lösungsansätze für das Problem. Eine Möglichkeit stellt die Einführung indiumhaltiger Schichten zwischen der aktiven Zone und den Mantelschichten dar [64]. Hierdurch wird der Unterschied der effektiven Brechungsindizes vergrößert. Die Einführung von Schichten, welche alleinig der optischen Führung dienen, wird als SCH-Struktur (engl. separate confinement heterostructure) bezeichnet [20, 65].

Eine andere Möglichkeit stellt das Wachstum möglichst gitterangepasster, quaternärer AlInGaIn-Schichten als Mantelschichten mit einem erhöhten Brechungsindex [1] dar. Auf demselben Funktionsprinzip basiert der Ansatz, die Führung durch AlInN zu

verbessern [13].

Eine weitere Besonderheit im strukturellen Aufbau einer AlInGaN-basierten Laserstruktur ist die Elektronenbarriere (*EBL*). Hierbei handelt es sich um eine wenige Nanometer dicke AlGaIn-Schicht auf der *p*-Seite, die das Eindringen von Elektronen in das *p*-dotierte Gebiet verhindern soll. Die Schicht wird notwendig, da die Einfangwahrscheinlichkeit der Elektronen nicht bei 100% liegt und somit Ladungsträger außerhalb der aktiven Zone rekombinieren. Auf die theoretischen Grundlagen des elektrischen Transports wird im nächsten Abschnitt 2.11 eingegangen.

Während die vertikale Führung der optischen Mode durch den Schichtaufbau erreicht wird, bedarf es in horizontaler Richtung der Einführung eines sogenannten Steges (engl. ridge), welcher trockenchemisch herausgeätzt wird. Anschließend werden die Randbereiche mit einem dielektrischen Passivierungsmaterial aufgefüllt. Der Unterschied in den Brechungsindizes zwischen der Passivierung und dem Halbleitermaterial ermöglicht die optische Führung in horizontaler Richtung. Über die Breite des Steges sowie das verwendete Dielektrikum wird die optische Führung definiert. Für Monomode-Laser sind schmale Ridgebreiten im Bereich 1,8 bis $2\mu\text{m}$ notwendig. Für hohe Ausgangsleistungen hingegen werden die Ridgebreiten entsprechend breiter. Für die untersuchten Bauteile wurde ein sogenannter selbstjustierender Ridgeprozess verwendet [109].

Um einen Laser zu realisieren, ist neben einem verstärkendem Medium auch ein Resonator notwendig. Dieser entsteht bei halbleiterbasierten Lasern durch gezieltes Spalten der epitaxierten Wafer entlang der kristallographischen Achsen. Die auf diese Weise erzeugten Bruchkanten dienen als Facetten und werden mit einem dielektrischen Spiegel beschichtet. Die Reflektivität lässt sich dabei über die Schichtdicken sowie die Materialien einstellen. Üblicherweise wird eine Seite hochverspiegelt (HR-Seite), während die Auskoppelseite eine geringe Verspiegelung erhält (AR-Seite). Die Wahl der optimalen Verspiegelung hängt jedoch stark von den intrinsischen Eigenschaften des Lasers sowie dem Operationspunkt ab. Während in vertikaler und horizontaler Richtung Monomodigkeit erreicht werden kann, bildet sich in longitudinaler Richtung eine Vielzahl von Moden aus. Der spektrale Abstand dieser Moden ist von der Resonatorlänge, der Wellenlänge und dem effektiven Brechungsindizes der Struktur abhängig [18] und kann nach Formel 2.31 berechnet werden.

Die Einführung eines sogenannten Steges hat nicht nur Auswirkungen auf die optische Führung. Durch ihn wird auch der Stromfluss auf eine definierte Fläche eingeschnürt. Die Begrenzung des Stromflusses auf eine vergleichsweise kleine Fläche erhöht zwar die Spannung des Bauelements, bewirkt allerdings, dass nur ein Teil der aktiven Zone gepumpt wird. Der Überlapp des elektrisch gepumpten Bereichs mit der optischen Mode wird auch als 'Confinement'-Faktor bezeichnet. Er geht, wie in Abschnitt 2.7 gezeigt, exponentiell in die Schwelle ein. Die Einschnürung des Stromes kann sich während des Betriebes ändern, was sich negativ auf den Überlapp des elektrisch gepumpten Bereichs und der optischen Mode auswirkt. Dies kann einen

Anstieg der Laserschwelle zur Folge [85] haben.

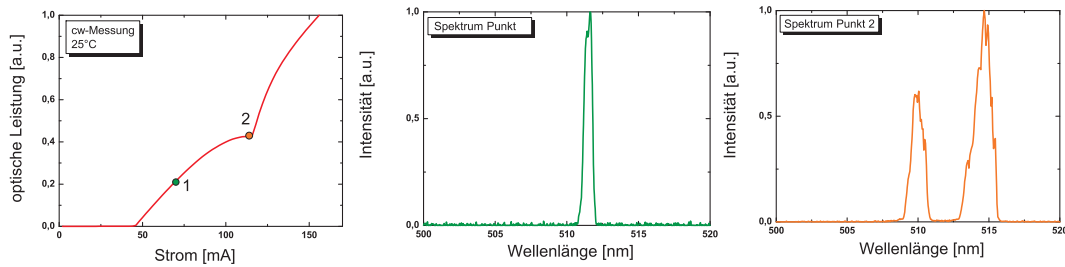


Abbildung 2.11: L - I -Kennlinie einer InGaN-basierten Laserdiode, welche im Betrieb einen Modensprung aufweist. Bei dem Operationsstrom, bei dem in der L - I -Kennlinie ein Knick auftritt (Kink), zeigt das Bauteil Lasertätigkeit auf zwei Wellenlängen.

Um Monomodigkeit sicherzustellen, sollte der Überlapp der Grundmode mit dem elektrisch gepumpten Bereich maximal sein. Gleichzeitig sollten die höheren Moden möglichst weit weg vom elektrisch gepumpten Bereich geführt werden. Der Brechungsindex von AlInGaN-Verbindungen hängt sowohl von der Temperatur als auch von der Ladungsträgerdichte ab.

Falls die höheren Moden nicht weit genug außerhalb geführt werden, kann es bei höheren Betriebsströmen zu Modensprüngen kommen. Diese können sich in der L - I -Kennlinie durch einen sogenannten 'Kink' auswirken. Die Ausbildung höherer Moden ist im Fernfeld detektierbar. Diese höheren Moden werden seitlich am Ridge geführt, wo die Ladungsträgerdichte geringer als in der Mitte des Steges ist.

Gemeinsam mit dem Piezoeffekt führt dies dazu, dass die Emissionswellenlänge lokal unterschiedlich ist. Der Modensprung kann somit auch gleichzeitig mit einem Wellenlängensprung einhergehen. Das in Abbildung 2.11 gezeigte Bauelement zeigt in einem Betriebspunkt sogar Lasertätigkeit auf zwei Wellenlängen, was zwei konkurrierenden Moden entspricht.

Für die Laserperformance maßgeblich bestimmend sind, wie in Abschnitt 2.7 gezeigt, die internen Verluste. Bei Nitridlasern kommt der Hauptbeitrag von Absorptionsverlusten an freien bzw. an Akzeptor gebundenen Löchern [58, 59]. Somit steht das Bestreben nach einer Minimierung der elektrischen Spannung im Gegensatz zur Optimierung der internen Verluste. Verschlimmernd wirkt sich die Tatsache aus, dass alle eingebauten Magnesiumatome optisch absorbierend wirken, während nur circa ein Prozent bei Raumtemperatur elektrisch aktiviert ist [59, 123].

Kioupakis et al. [59] schlug aus diesem Grund eine asymmetrische Modenführung vor, sodass die Mode möglichst wenig Überlapp mit den p -dotierten Schichten erfährt. Eine derartige Wellenführung geht jedoch zu Lasten der modalen Verstärkung, da mit der Verschiebung der Welle auf die n -Seite auch der 'Confinement'-Faktor abnimmt. Dies wiederum wirkt sich nachteilig auf die Laserschwelle aus. Die Optimierung der Wellenführung, des elektrischen Confinements und der Wahl eines geeigneten Dotierprofils ist ein hochkomplexer Prozess, der zudem stark von den späteren

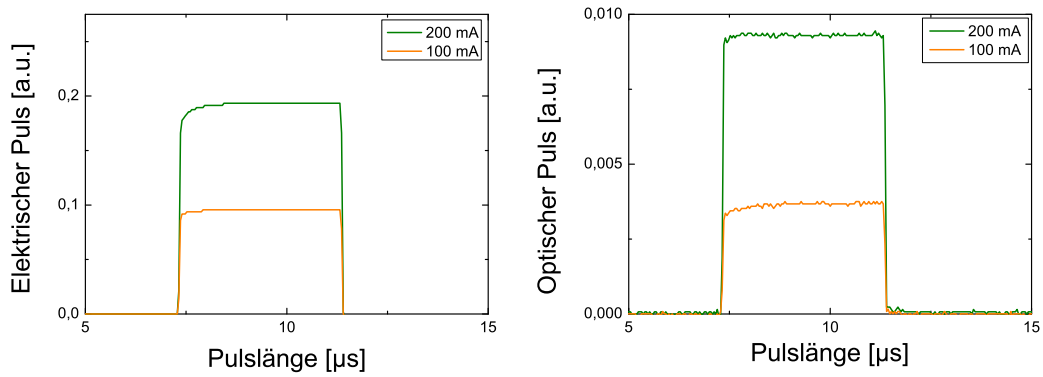


Abbildung 2.12: Form des elektrischen und des optischen Signals bei einer Pulslänge von $4\mu\text{s}$ für 100 bzw. 200mA.

Operationsbedingungen abhängig ist.

2.9 Monomodige Laserdioden unter hohen Strömen

In den folgenden Kapiteln wird die Steilheit von blauen und grünen Monomode-Laserdioden unter Pulsbedingung analysiert. Wie in Abschnitt 2.8 erwähnt, ist die vertikale Monomodigkeit abhängig vom Schichtaufbau. Die horizontale Monomodigkeit wiederum ist abhängig von der Art des verwendeten Passivierungsmaterials sowie der Ätztiefe [106]. Die Grundmodigkeit ist in der Regel nur bis zu einer bestimmten optischen Ausgangsleistung bzw. einem bestimmten Betriebsstrom sichergestellt. Bei höheren Strömen bzw. Leistungen können weitere Lasermoden anschwingen, was sich unter anderem durch Kinks in der Kennlinie äußern kann. Das Einschwingverhalten von Laserdioden ist ein hochkomplexer Prozess, der nur numerisch bzw. unter gewissen Näherungen mathematisch berechnet werden kann [18, 112]. Für die Analysen in dieser Arbeit wurden Pulse mit einer Länge von einigen Mikrosekunden verwendet. Der Einschwingvorgang von Laserdioden spielt sich hingegen auf der Zeitskala weniger Nanosekunden ab, sodass für die gewählten Bedingungen in guter Näherung von konstanten Bedingungen, d.h. rechteckigen Pulsen, ausgegangen werden kann. Auf die Thermik in InGaN-Laserdioden auf dieser Zeitskala ging Eichler [22] in seiner Doktorarbeit näher ein. Um einen Einfluss parasitärer Erwärmung auf die Messdaten auszuschließen, wurden sowohl die Pulslänge als auch die Wiederholrate variiert.

Für Pulse zwischen 250ns bis $5\mu\text{s}$ und Wiederholraten von 1:20 bis 1:100 zeigte sich kein Einfluss auf die bestimmten L - I -Kennlinien. In Abbildung 2.12 ist die Form des elektrischen Pulses sowie des optischen Signals aufgetragen. Auf der untersuchten Zeitskala kann für beide Größen von rechteckigen Pulsen ausgegangen werden. Für

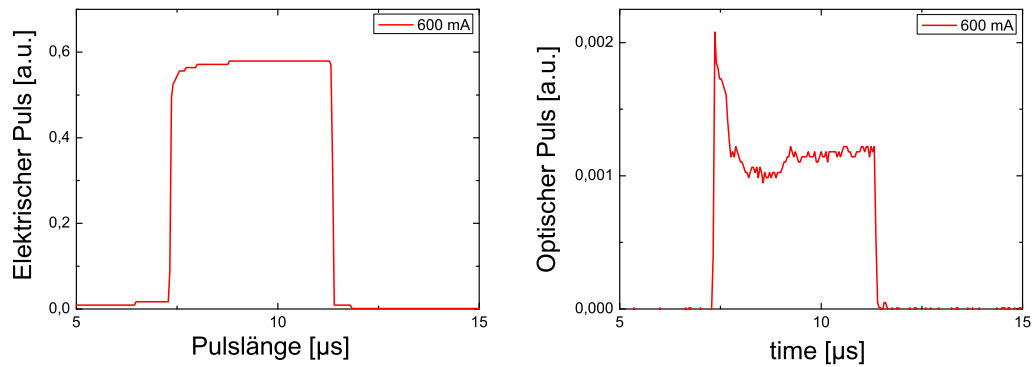


Abbildung 2.13: Form des elektrischen und des optischen Signals bei einer Pulslänge von $4\mu s$ für 600mA.

Ströme oberhalb 300mA, was immerhin Stromdichten größer $27kA/cm^2$ entspricht, treten während des Pulses Modeneffekte auf, die dazu führen, dass das optische Signal nicht mehr dem elektrischen folgt. Eine sinnvolle Messung der Ausgangsleistung sowie die Analyse der Steilheit im Bezug auf Injektionseffizienz ist somit für Ströme größer 350mA für grüne Monomode-Laser nicht mehr sinnvoll möglich.

2.10 Substratwahl und Wachstumsrichtungen

Bei der Wahl geeigneter Substrate für die Herstellung von InGaN-basierten Laserdioden scheiden Fremdsubstrate, wie Siliziumcarbid oder Saphir aus. Während die Heteroepitaxie auf derartigen Materialien bei kommerziellen Leuchtdioden (LED's) Stand der Technik ist, können die Anforderungen an Defektdichte und Materialqualität für Laser nicht erreicht werden. Im Vergleich zu Leuchtdioden werden Laser bei weitaus höheren Stromdichten (mehrere kA/cm^2) betrieben. Dies wirkt sich in Kombination mit erhöhten Defektdichten negativ auf die Lebensdauer der Bauteile aus [54, 134].

Neben der Lebensdauer stellt die Epitaxie von hoch indiumhaltigen Quantenfilmen für grüne Laser [65] hohe Ansprüche an die Substrate. Aus diesem Grund wurden sämtliche Proben auf freistehenden GaN-Substraten mit typischen Defektdichten kleiner $5 \cdot 10^6 cm^{-2}$ und [0001]-Orientierung gewachsen.

Wie in Abschnitt 2.4 erläutert, kommt es bei AlInGaN-Verbindungen aufgrund der Wurzikristallstruktur zu spontaner Polarisierung und bei pseudomorphem Wachstum auf GaN-Substraten zusätzlich zu piezoelektrischen Polarisierung. Die Richtung der Polarisierungen ist dabei entweder parallel oder entgegen der [0001]-Achse. Wählt man nun andere Wachstumsrichtungen, können die in Abschnitt 2.5 beschriebenen Auswirkungen auf den Bandverlauf, die Bandlücke und den Überlapp der La-

dungsträger vermieden bzw. minimiert werden.

In Abbildung 2.14 a) [27] sind die internen Felder in InGaN-Schichten als Funktion des Winkels zwischen c -Achse und Wachstumsrichtung für drei verschiedene Indiumgehalte dargestellt.

Vollständig vermieden werden die internen Felder durch die Wahl der a -Achse ($[11\bar{2}0]$) oder der m -Achse ($[1\bar{1}00]$) als Wachstumsrichtung. Beide stehen, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, senkrecht zur c -Achse und werden somit als nonpolar bezeichnet [33]. Bei der Wahl von anderen Wachstumsrichtungen variiert die Höhe der Piezofelder zwischen 0 und den Werten in $[0001]$ -Richtung. Diese Kristallrichtungen werden dementsprechend semipolar genannt.

Neben der Stärke der Piezofelder ist der Indiumeinbau ein wesentlicher Entscheidungsgrund, ob eine Kristallrichtung für die Herstellung langwelliger Laserdioden geeignet ist. Avramescu et al. [5] berechnet, dass durch die fehlende Rotverschiebung bei nonpolaren Wachstumsrichtungen ein deutlich höherer Indiumgehalt für dieselbe Wellenlänge nötig ist. Der Unterschied im Indiumgehalt ist, wie in Abbildung 2.14 b) [5] dargestellt, von der Topfbreite abhängig. Der größere Überlapp der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern bei semi- und nonpolaren Wachstumsrichtungen bewirkt eine höhere Wahrscheinlichkeit für strahlende Übergänge und damit auch eine verbesserte Verstärkung [73].

Diesem Vorteil steht allerdings die mit steigendem Indiumeinbau schlechter werdende Materialqualität gegenüber. Auch der Indiumeinbau ändert sich mit der Wachstumsrichtung, wobei sich für gewisse Kristallrichtungen sogar Vorteile ergeben [129, 146]. Insgesamt resultiert daraus für semi- und nonpolare Richtungen eine erhöhte differentielle Verstärkung im Vergleich zu polaren Strukturen [73].

In die Schwelle geht neben der Verstärkung aber auch die Transparenzladungsträgerdichte ein. Hier ergibt sich wiederum ein Vorteil für die $[0001]$ -Richtung, welcher auf der geringeren Zustandsdichte der an den strahlenden Übergängen beteiligten Bänder basiert [104]. Anhand dieser unterschiedlichen Tendenzen zeigt sich bereits die Schwierigkeit, die vorteilhafteste Kristallrichtung vorherzusagen. Jedoch haben sich in den letzten Jahren die $[0001]$ -Richtung sowie die $[20\bar{2}1]$ -Richtung als besonders geeignet für die Herstellung grüner Laserdioden erwiesen. Für beide Orientierungen wurden Ausgangsleistungen bis zu 100mW bei Wellenlängen größer als 515nm und einer Lebensdauer von mehreren tausend Stunden gezeigt. Welche Kristallrichtung sich letztendlich durchsetzen wird, hängt neben der Performance auch wesentlich von den damit verbundenen Herstellungskosten ab und ist zum jetzigen Zeitpunkt nur schwer abzuschätzen.

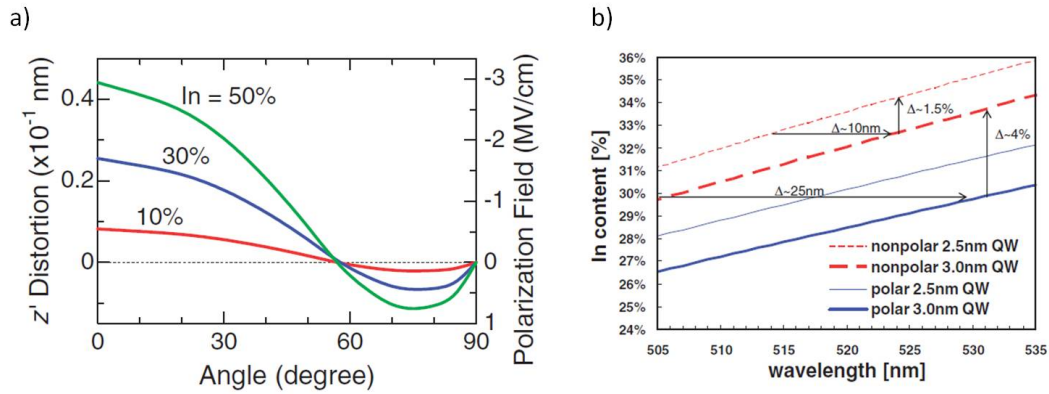


Abbildung 2.14: a) Die bei pseudomorphem Wachstum auf GaN in InGaIn-Schichten entstehenden internen, elektrischen Felder als Funktion des Winkels zwischen der [0001]-Richtung und der Wachstumsrichtung [1]. b) Die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge vom Indiumgehalt für polare und nonpolare Wachstumsrichtung bei einer Quantenfilmdicke von 2,5 bzw. 3nm nach Avramescu et al. [5].

2.11 Transportmechanismen in Halbleitern

Der Transport in Halbleitern ist ein äußerst komplexer Prozess. Betrachtet man den Fall, dass bei einem Halbleiter ein geringes elektrisches Feld anliegt und unter Vernachlässigung der Wechselwirkung der freien Ladungsträger untereinander, kann die Schrödingergleichung folgendermaßen formuliert werden [69]

$$(H_0 - q\phi)\psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad , \quad (2.34)$$

wobei H_0 der Hamiltonoperator des ungestörten Systems, ϕ das elektrische Potential und ψ die Wellenfunktion der Ladungsträger sind. Des Weiteren wird noch angenommen, dass es sich um einen direkten, isotropen Halbleiter mit nichtentarteten Bändern handelt. Mit Hilfe der effektiven Massennäherung kann man die Schrödingergleichung so umformen, dass sie einer klassischen Bewegungsgleichung ähnelt [69]

$$m^* \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt} = -q\vec{E} \quad , \quad (2.35)$$

mit dem elektrischen Feld \vec{E} , der Streuzeit τ und der effektiven Masse m^* . Für den stationären Fall verschwindet die zeitliche Ableitung und es ergibt sich für die elektrische Stromdichte \vec{j} [69]

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad , \quad (2.36)$$

wobei σ den elektrischen Leitfähigkeitstensor darstellt. Für den Fall, dass im Halbleiter

ter sowohl Elektronen als auch Löcher zum Strom beitragen, ergibt sich die Leitfähigkeit zu [69]

$$\sigma = q(\mu_h N_h + \mu_e N_e) \quad , \quad (2.37)$$

wobei N die jeweiligen Ladungsträgerdichten und μ die zugehörigen Beweglichkeiten sind. Die exakte Berechnung der Strom- und Ladungsträgerdichten in Laserstrukturen ist weitaus komplizierter. Theoretisch kann der Ladungsträgertransport durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben werden [69]

$$\frac{df_k}{dt} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{\text{elektrische Felder}} + \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{\text{Diffusion}} + \left(\frac{\partial f_k}{\partial t}\right)_{\text{Streuprozesse}} \quad , \quad (2.38)$$

wobei f_k die entsprechende Fermi-Verteilung ist. Für eine exakte Beschreibung der Ladungsträgerdichten ist eine selbstkonsistente Lösung der Schrödinger- und der Poisson-Gleichung notwendig. Hierdurch werden auch die auftretenden elektrischen Felder berechnet. Da die exakte mathematische Modellierung sehr aufwendig ist, werden im Folgenden einige Näherungen bzw. vereinfachte Modelle für die Beschreibung des elektrischen Transportes in Halbleitern vorgestellt. Hierbei ist zu beachten, dass die Modelle nur Teilaspekte der Realität wiedergeben.

2.11.1 Drift-Diffusions-Modell

Im Drift-Diffusions-Modell [10, 26, 46, 105, 145] (D - D -Modell) wird für die Ladungsträger ein thermisches Gleichgewicht angenommen. Das Modell ist geeignet für die Beschreibung des Transportes in Bulkschichten bzw. für Heterostrukturen mit geringen Barrieren bei kleinen elektrischen Feldstärken. Das Modell eignet sich somit hervorragend für das AlGaInAsP-Materialsystem, lässt sich jedoch auch noch für InGaN-Strukturen im Emissionsbereich um 420nm [105] einsetzen. Bei nitridbasierten Strukturen mit blauen bzw. grünen Quantenfilmen sind die internen elektrischen Felder und die Bandoffsets so groß, dass dieses vereinfachte Modell nicht mehr ausreicht. Entscheidend für die Eignung des Modells ist, ob die relative Änderung der Ladungsträgerdichten ($\nabla N/N$) bzw. die Änderung der kinetischen Energie (qE/kT) sehr viel kleiner sind als der Kehrwert der mittleren freien Weglänge [10, 125].

2.11.2 Thermionische Emission

Die thermische Emission ist ein Modell, das für große Bandoffsets, sowie hohe Feldstärken geeignet ist. Es eignet sich für die Beschreibung des Transportes auf Bereichen, deren Ausdehnung kleiner ist als die mittlere freie Weglänge. Dieses Modell

lässt sich mit dem Drift-Diffusions-Modell kombinieren, indem geeignete Randbedingungen angenommen werden [26, 105]. Der Transport in Bulkschichten wird dann mit dem D - D -Modell berechnet, während an entsprechenden Heterogrenzflächen das thermionische Modell eingesetzt wird. Hierbei wird an beiden Grenzflächen eine sich im thermischen Gleichgewicht befindende Fermi-Verteilung angenommen und der Transport über analytische Funktionen beschrieben [18, 125, 145].

2.11.3 Quantenmechanisches Tunneln

Im Gegensatz zum Drift-Diffusions-Modell und der thermionischen Emission erfordert das Tunneln von Ladungsträgern durch Barrieren eine quantenmechanische Betrachtung [50, 116]. Mit Hilfe der Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung (*WKB*) kann dieser quantenmechanische Prozess mit den beiden anderen Modellen kombiniert werden. Die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt hierbei stark von den effektiven Massen, der Barriertiefe und dem anliegenden elektrischen Feld ab.

2.11.4 Transportmodelle in InGaN-basierten Laserstrukturen

Um die experimentellen Daten von InGaN-basierten Leuchtdioden nachbilden zu können, werden die bereits genannten Transportmodelle erweitert. Eine mögliche Erweiterung basiert auf Sizov et al. [125]. Hier wird davon ausgegangen, dass ein Teil des elektrischen Transportes auf ballistische Art und Weise geschieht. Da der ballistische Transport auf einem thermischen Ungleichgewicht basiert, wird der Transport mit sogenannten Ladungsträgertransportniveaus (*CTL*) modelliert. Die Verteilung der Ladungsträger auf die Quantenfilme wird durch Einfangwahrscheinlichkeiten, Transmissionszeiten sowie Escape-Raten ermittelt.

Sizov et al. [125] berichten, dass sich der Transport in polaren und nonpolaren Struk-

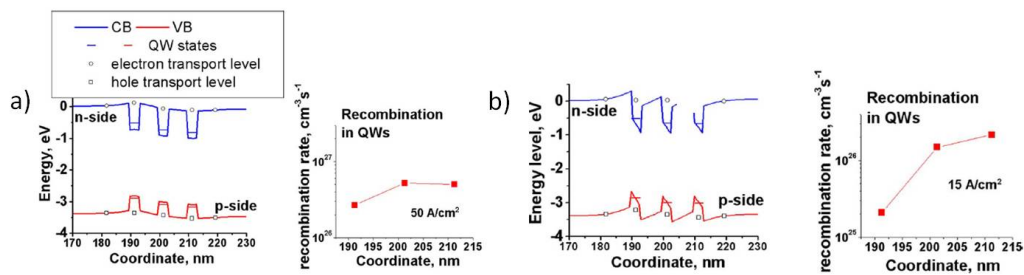


Abbildung 2.15: Berechnete Banddiagramme und Rekombinationsraten aus [125] für a) nonpolare und b) polare InGaN-Quantenfilme.

turen in diesem Modell grundlegend unterscheidet. In polaren Strukturen bewirken die durch die Piezofelder erhöhten Barrieren, dass der Hauptteil des elektrischen Transportes auf quantenmechanischem Tunneln basiert. Dies führt besonders im

Falle der Löcher zu einer ungleichmäßigen Ladungsträgerverteilung im Falle mehrerer Quantenfilme. Bei nonpolaren Strukturen berechnen Sizov et al [125], dass der Strom im Wesentlichen auf ballistischem Transport basiert. Hierdurch wird davon ausgegangen, dass der Transport schneller als bei polaren Strukturen ist. Dies wiederum führt in semi- und non-polaren Strukturen zu einer gleichmäßigeren Ladungsträgerverteilung.

In Abbildung 2.15 ist die von Sizov et al. [125] berechnete Bandstruktur einer InGaN-basierten Laserdiode mit drei Quantenfilmen sowie die Rekombinationsraten für den polaren und den nonpolaren Fall gezeigt. Die ungleichmäßige Ladungsträgerverteilung benutzt Sizov [125], um eine von ihm experimentell beobachtete Erhöhung der Laserschwelle als Funktion der Quantenfilmanzahl für polare Strukturen zu erklären. In dieser Arbeit wurden jedoch ebenfalls Untersuchungen an *MQW*-Strukturen auf polaren GaN-Substraten durchgeführt, die diesen experimentellen Daten widersprechen. Eine ausführliche Diskussion erfolgt in Kapitel 4.

Ein weiteres Transportmodell für Nitridverbindungen, das ebenfalls auf ballistischem Transport basiert, stammt von Özgür et al [98]. Bei diesem Ansatz werden sowohl quasi-ballistische als auch rein ballistische Beiträge des Elektronentransportes berücksichtigt. Die Beiträge unterscheiden sich in der Wechselwirkung der Elektronen mit *LO*-Phononen. Bei rein ballistischem Transport erfolgt keine Thermalisierung durch Streuprozesse mit *LO*-Phononen [137]. Die Einfangwahrschein-

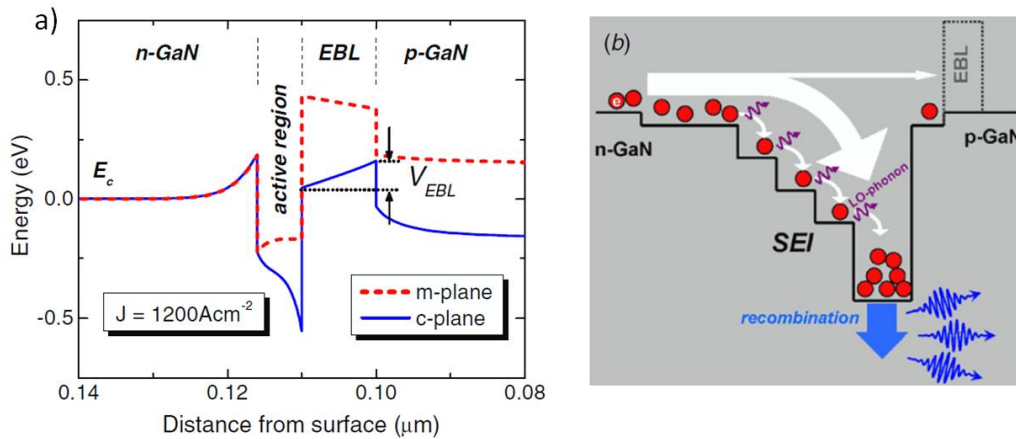


Abbildung 2.16: a) Berechnetes Banddiagramm für die Heterogrenzen an der Elektrodenbarriere für nonpolare und polare Wachstumsrichtung aus [98]. b) Skizze des Funktionsprinzips der *SEI*-Schichten, bei denen die Injektion durch vorherige Thermalisation der Elektronen verbessert werden soll aus Quelle [98]

lichkeit hängt erneut von der Transitzeit, den Barrierendicken und -höhen sowie den Streuraten ab. Als Fazit aus diesem Modell wird die Wichtigkeit einer geeigneten Elektronenbarriere (EBL) gegen ein Eindringen der Overshoot-Elektronen in das *p*-dotierte Gebiet betont. Für polare Strukturen ist der berechnete ballistische Anteil noch höher, da aufgrund der Piezoladungen die Barriere an der *EBL* im

Vergleich zum nonpolaren Fall verringert wird. Als weitere Möglichkeit gibt Özgür et al. [98] die Einführung sogenannter *SEI*-Schichten (engl. staircase electron injector) als Lösung des Problems an. Durch diese n -seitig eingefügte Schichten mit abnehmender Bandlücke sollen die heißen Elektronen durch Streuprozesse an *LO*-Phononen gebremst werden und somit die Einfangwahrscheinlichkeit in die Quantenfilme erhöhen.

Die beiden hier vorgestellten Transportmodelle sind jedoch nur geeignet, um bestimmte experimentelle Daten zu erklären. Im Laufe dieser Arbeit werden Untersuchungen an blauen und grünen Laserdioden vorgestellt, die den hier gemachten Aussagen zum Teil widersprechen. Die Entwicklung eines umfassenden Transportmodells bleibt somit von höchstem Interesse für die weitere Optimierung der InGaN-basierten Bauelemente.

Kapitel 3

Analyse der elektro-optischen Parameter in blauen und grünen InGaN-basierten Laserdioden

Ausgehend von den ersten sichtbaren Laserdioden [89,92] haben die InGaN-basierten Bauelemente eine rasante Entwicklung durchlaufen. Während UV und blau emittierende Laser seit Jahren kommerziell erhältlich sind, erforderte die Ausdehnung der Wellenlänge in den grünen Spektralbereich intensive Entwicklung und Optimierung. Insbesondere die Epitaxie von Quantenfilmen mit Indiumgehalten von mehr als 30% bei hoher Materialqualität ist ein äußerst komplexer Prozess und damit Gegenstand aktueller Forschung. Obwohl mittlerweile für jede der drei Grundfarben Laserdioden kommerziell erhältlich sind, muss die Performance weiter verbessert werden. Dies gilt vor allem für grüne Laserdioden, da sie in allen Parametern gegenüber den blauen Bauelementen unterlegen sind.

3.1 Vergleich von L - I -Kennlinien blauer und grüner Laserdioden

Die mit steigendem Indiumgehalt schlechter werdende Materialqualität bewirkt in grünen Laserdioden, dass die Verstärkung mit zunehmender Wellenlänge abnimmt [85]. Dies wiederum resultiert in einem Anstieg der Laserschwelle. Zwar kann diesem Trend mit der Wahl einer geeigneten Verspiegelung entgegengewirkt werden, allerdings zu Lasten der Steilheit. Grundsätzlich ist für langwellige Laser eine höhere Verspiegelung auf der Auskoppelfacetten erforderlich als bei blauen oder ultravioletten Bauelementen. In Abbildung 3.1 sind die Kennlinien einer blauen und einer grünen monomodigen Laserdiode sowohl unter cw- als auch unter Pulsbedingungen gezeigt. Im cw-Betrieb wird die Laserperformance erheblich durch die parasitäre

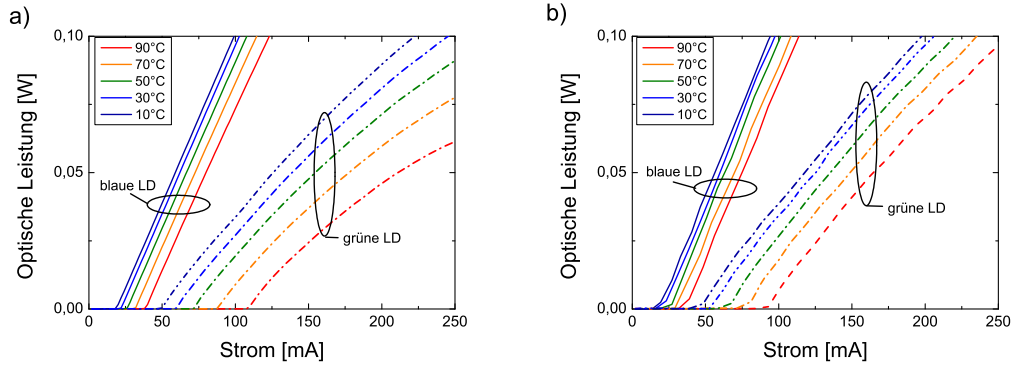


Abbildung 3.1: Vergleich L - I -Kennlinien einer blauen und einer grünen Laserdiode bei verschiedenen Temperaturen unter a) cw- und b) Pulsbetrieb.

Erwärmung aufgrund des thermischen Widerstandes beeinflusst. Von diesen Effekten ist der grüne Laser stärker betroffen, da hier die Konversionseffizienz WPE (engl. wall plug efficiency) geringer ist, was wiederum eine höhere dissipierte Leistung im grünen Bauelement bedingt. Die parasitäre Erwärmung unter Gleichstrom führt zu einem Biegen der Kennlinie, welche aufgrund der temperaturabhängigen Schwelle beim grünen Bauelement stärker ausgeprägt ist. Um die thermischen Effekte auszuschließen, sind in 3.1 b) die Kennlinien unter Pulsbedingungen für verschiedene Temperaturen gezeigt. Die Pulslänge betrug $1\mu s$ bei einer Wiederholrate von 1:100. Um sicherzustellen, dass die gewählten Pulsbedingungen geeignet sind, wurden die Pulslänge zwischen $100ns$ und $5\mu s$ und die Wiederholrate von 1:10 bis 1:200 variiert, wobei sich keine signifikante Abhängigkeit ergab. Für noch kürzere Pulslängen wäre jedoch eine Abhängigkeit der emittierten Leistung sowie der Wellenlänge, wie von C. Eichler [22] bei UV-Lasern beobachtet, zu erwarten. Die in Abbildung 3.1 und 3.2 gezeigten Ergebnisse wurden im Rahmen dieser Arbeit erzeugt und in Quelle [37] veröffentlicht.

Oberhalb der Schwelle wird die Laserperformance durch die Steilheit bestimmt, welche sich gemäß

$$Sh = \frac{hc}{\lambda q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \eta_{inj} \quad (3.1)$$

berechnen lässt. In Abbildung 3.2 sind die Steilheiten als Funktion des Betriebstromes für Temperaturen von $10^\circ C$ bis $90^\circ C$ unter Pulsbedingungen gezeigt. Für die blaue Laserdiode erkennt man, dass die Steilheit weder von der Temperatur, noch von der Stromdichte abhängt. Für das grüne Bauelement hingegen nimmt die Steilheit mit zunehmendem Strom ab. In beiden Fällen steigt die Schwelle mit zunehmender Temperatur gemäß der phänomenologischen Regel aus 2.28 an. Abgesehen von dieser Zunahme der Schwelle, zeigt auch die Steilheit der grünen Laserdiode

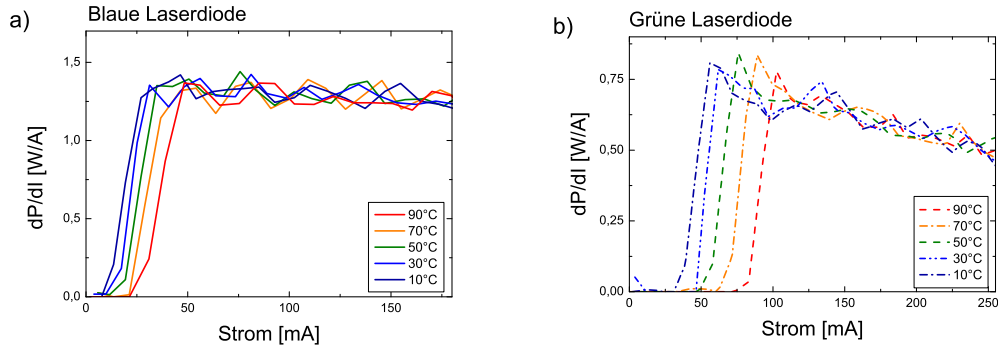


Abbildung 3.2: Vergleich der Steilheiten der a) blauen und b) grünen Laserdioden aus 3.1 als Funktion des Betriebstromes für Temperaturen von 10°C bis 90°C unter Pulsbedingungen.

keine Temperaturabhängigkeit.

Dies ist insofern bemerkenswert, da beispielsweise für Laserdioden aus dem AlGaInAs-System eine drastische Abnahme der Steilheit bei höheren Temperaturen bekannt ist [18, 25]. Die Abnahme der Steilheit mit der Temperatur wird, wie in Abschnitt 2.29 erwähnt, durch die phänomenologische Größe $T1$ beschrieben. Die physikalische Ursache liegt entweder bei zunehmenden Escape-Prozessen aus den Quantenfilmen basierend auf unzureichendem Ladungsträgereinschluss, einer Zunahme der internen Verluste [18] oder einer Kombination beider Effekte. Aufgrund der Tiefe der Quantentröge bei blauen oder grünen Laserdioden sind Escape-Prozesse jedoch nicht zu erwarten [125].

3.2 Analyse der Steilheit gepulster L - I -Kennlinien

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Steilheit gepulster L - I -Kennlinien von blauen und grünen Laserdioden nicht von der Temperatur abhängt. Allerdings nimmt die Steilheit grüner Laserdioden mit zunehmendem Operationsstrom ab. Als Ursache für die Abnahme kommen gemäß Formel 3.1 die Emissionswellenlänge, die internen Verluste sowie die Injektionseffizienz in Frage, da die Spiegelverluste als konstant angesehen werden.

Wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, hängt die Emissionswellenlänge sowohl von der Temperatur als auch von der Ladungsträgerdichte ab. Um Rückschlüsse auf die internen Parameter der beiden Laser ziehen zu können, muss erst der Einfluss der Wellenlängenverschiebung untersucht werden. Wie in Abbildung 3.3 b) gezeigt, hängt die Emissionswellenlänge im gepulsten Betrieb entgegen der in Abschnitt 2.5 beschriebenen Blauverschiebung durch Abschirmungseffekte freier Ladungsträger nicht signifikant vom Betriebsstrom ab. Die Ursache dafür ist, dass oberhalb der Schwelle

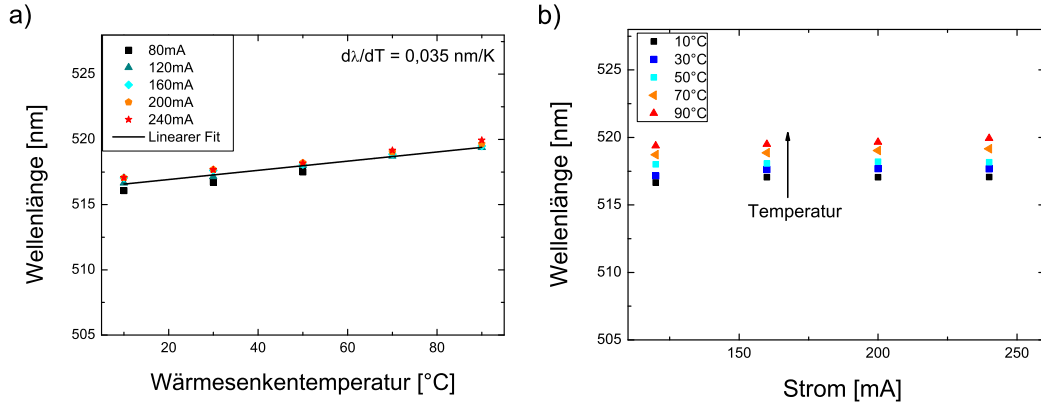


Abbildung 3.3: Emissionswellenlänge der grünen Laserdiode als Funktion a) der Wärmesenktemperatur und b) des Stromes im gepulsten Betrieb.

die Verstärkung in erster Näherung gepinnt wird und damit auch die Ladungsträgerdichte. In 3.3 a) ist die Abhängigkeit der Laserwellenlänge als Funktion der Wärmesenktemperatur dargestellt. Für die grüne Laserdiode ergibt sich ein Wert von $0,035 \text{ nm/K}$. Für die blaue Diode ergibt sich analog zu Brüninghoff et al. [9] ein Wert von $0,044 \text{ nm/K}$. Der Einfluss der Wellenlängenverschiebung auf die Steilheit im gepulsten Betrieb ist somit weniger als ein Prozent und wird daher in der nachfolgenden Diskussion vernachlässigt.

Betrachtet man die in Abbildung 3.2 gezeigten Steilheiten, so gilt für zwei unterschiedliche Temperaturen T_1 und T_2 mit $T_1 < T_2$ bei einem bestimmten Strom I oberhalb der Schwelle:

$$Sh(T_1) = Sh(T_2)|_{I=const, I > I_{th}(T_2)} \quad (3.2)$$

Kombiniert man nun die Formeln 3.1 und 3.2 und löst nach dem Verhältnis der Injektionseffizienzen auf, so erhält man:

$$\frac{\eta_{inj}(T_1)}{\eta_{inj}(T_2)} = \frac{\alpha_i(T_1) + \alpha_m}{\alpha_i(T_2) + \alpha_m} \quad (3.3)$$

Die in Formel 3.3 beschriebene Beziehung gilt für den gesamten untersuchten Temperaturbereich und für alle Ströme oberhalb der Schwelle. Falls nun die Injektionseffizienz mit zunehmender Temperatur abnehmen sollte, müssten in gleichem Maße die internen Verluste geringer werden. Die Änderungen der internen Parameter müssten sich für beide Bauelemente exakt gegenseitig kompensieren, was äußerst unwahrscheinlich ist und daher ausgeschlossen wird. Daraus folgt, dass weder die internen Verluste, noch die Injektionseffizienz in InGaN-basierten Bauelementen im

Wellenlängenbereich von 440-520nm von der Temperatur innerhalb der untersuchten Grenzen abhängig sind.

3.3 Untersuchung der stromabhängigen Steilheitsabnahme

Anhand der Analyse aus Abschnitt 3.2 wurde gezeigt, dass sowohl die internen Verluste als auch die Injektionseffizienz keine Temperaturabhängigkeit aufweisen. Im Falle des blauen Lasers hängen die beiden Größen zudem nicht von der Stromdichte ab. Die Reduktion der Steilheit des grünen Lasers mit zunehmendem Operationsstrom könnte durch zunehmende interne Verluste, eine abnehmende Injektionseffizienz oder eine Kombination beider Effekte erklärt werden. Im Folgenden wird mit Hilfe einer Verspiegelungsvariation der Ursprung der beobachteten Abnahme untersucht.

Um die Ursache der abnehmenden Steilheit zu identifizieren, wird die Reflektivität der Auskoppelfacetten variiert. Gemäß Gleichung 3.1 und 2.23 bedingt eine Änderung der Reflektivität eine Veränderung der Steilheit. Je kleiner die Reflektivität, desto größer die Steilheit und desto höher die Laserschwelle. Für die folgende Analyse wurden drei unterschiedliche AR -Reflektivitäten gewählt, wobei $R1 < R2 < R3$ gilt. Wichtig hierbei ist, dass die Laserschwelle der drei Proben nicht zu weit auseinander liegen, um bei allen Bauteilen Laserbetrieb innerhalb des gleichen Strombereichs zu gewährleisten. Für den Vergleich der durch die Variation der Reflektivitäten unterschiedlichen Steilheiten, werden die Werte bei einem festen Strom normiert. Der Stromwert muss so gewählt werden, dass alle drei Spiegelvarianten bereits Lasertätigkeit zeigen. Im vorliegenden Fall wurde auf den Wert der Steilheit bei 130mA normiert und in Abbildung 3.5 dargestellt. Um die Vergleichbarkeit der Proben zu gewährleisten, wurden Chips aus einem engen Waferbereich verwendet. Die gepulsten Kennlinien der Spiegelvarianten sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Ergebnisse aus Abbildung 3.4 und 3.5 wurden im Rahmen dieser Arbeit erzeugt und in Quelle [37] veröffentlicht.

Die absoluten Werte der internen Verluste sowie der Injektionseffizienz lassen sich anhand der unterschiedlichen Beschichtungen bestimmen [84]. Die abnehmende Steilheit kann, wie im vorigen Abschnitt angedeutet, z.B. durch eine Zunahme der internen Verluste mit steigender Ladungsträgerdichte bzw. Stromdichte erklärt werden. Betrachtet man Formel 3.1 fällt auf, dass die inverse Summe der internen Verluste und der Spiegelverluste mit den Spiegelverlusten gewichtet wird. Dies bedeutet, dass sich jegliche Abhängigkeit der internen Verluste vom Operationsstrom bei variierenden Spiegelverlusten anders auf die Abnahme der Steilheit auswirken würde. Um dieses Ergebnis zu veranschaulichen, wird für die internen Verluste im Folgenden eine lineare Abhängigkeit vom Strom angenommen. Die lineare Abhängigkeit wird

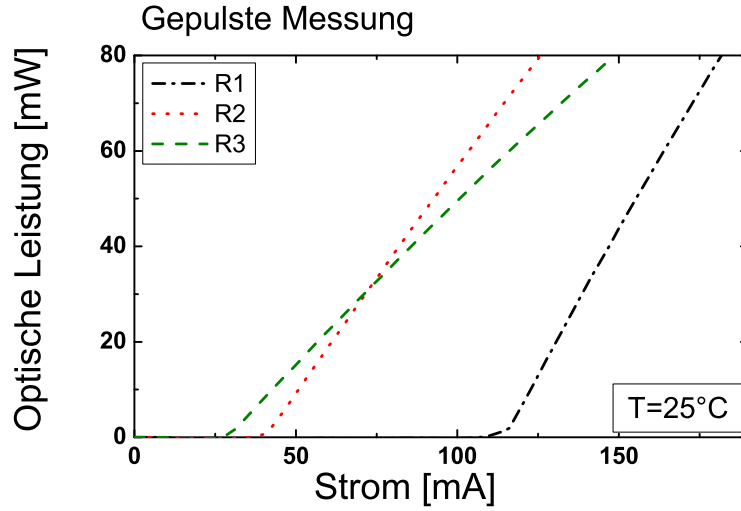


Abbildung 3.4: L - I -Kennlinien grüner Laserdioden mit unterschiedlichen Reflektivitäten auf der Auskoppelfacetten.

so gewählt, dass die experimentellen Daten für die Diode mit der Reflektivität $R2$ nachgebildet werden können

$$\alpha_i = \alpha_i^0 + a I \quad , \quad (3.4)$$

wobei α_i^0 und a Fitparameter sind. Für α_i^0 ergibt sich ein Wert von $3,6\text{cm}^{-1}$ und $0,02\text{cm}^{-1}\text{mA}^{-1}$ für den Faktor a .

Die gute Übereinstimmung der berechneten Werte mit den Daten für Diode $R2$ ist in Abbildung 3.5 a) gezeigt. Die für die Reflektivität $R2$ bestimmten Parameter werden nun auf die beiden anderen Reflektivitäten übertragen. Eine zusätzliche Abhängigkeit der internen Verluste von der Temperatur wurde bereits in 6.2 ausgeschlossen. Wie in Abbildung 3.5 a) gezeigt, kann die Abnahme der Steilheit der beiden anderen Spiegelvarianten nicht mit der für die Probe angenommenen Abhängigkeit nachgebildet werden.

Die andere Möglichkeit, die Abnahme der Steilheit mit zunehmendem Strom für das Bauteil mit Reflektivität $R2$ zu erklären, ist eine lineare Abnahme der Injektionseffizienz anzunehmen

$$\eta_{\text{inj}} = \eta_{\text{inj}}^0 - b I \quad , \quad (3.5)$$

wobei $\eta_{\text{inj}}^0=0,9$ und $b=0,00145\text{mA}^{-1}$ Fitparameter sind. Die Wahl der linearen Abhängigkeit ist in diesem Fall durch das experimentell gemessene Verhalten der Steilheit und die Tatsache, dass die Injektionseffizienz linear in die Steilheit eingeht, begründet. Analog zu vorher werden im nächsten Schritt die aus dem Fit der experimentellen Daten von Reflektivität $R2$ erhaltenen Parameter der Injektionseffizienz

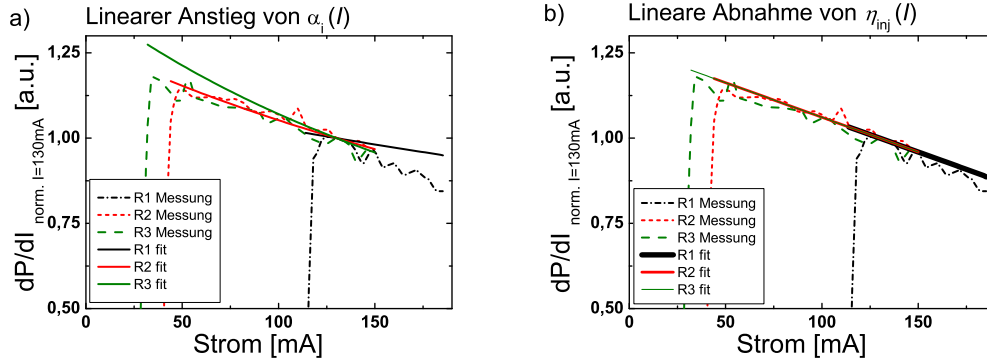


Abbildung 3.5: Normierte Steilheit für drei grüne Laserdioden mit unterschiedlichen Spiegelverlusten als Funktion des Operationsstroms.

auf die Bauteile mit den anderen Reflektivitäten übertragen. Aus der guten Übereinstimmung der berechneten Steilheiten mit den Messwerten in Abbildung 3.5 b) kann die Abnahme der Injektionseffizienz als Hauptursache der abnehmenden Steilheit identifiziert werden.

3.4 Ursachen der abnehmenden Injektionseffizienz

Die Abnahme der Injektionseffizienz mit zunehmendem Operationsstrom kann verschiedene Ursachen haben. Eine Möglichkeit sind laterale Verluste durch Stromaufweitung. Müller et al. [83,85] untersuchten die Auswirkungen von Stromaufweitungseffekten während der Alterung von blauen InGaN-basierten Laserdioden. Hierbei nahm die laterale Stromaufweitung während des Betriebes zu, was sich unter anderem in einer Zunahme der Schwelle sowie dem Anstieg der Ladungsträgerlebensdauer im Spontanbetrieb äußerte. Für die Analyse wurde die Abhängigkeit des Schwellstromanstieges von der Ridgegeometrie untersucht. Für den Fall, dass auch die hier beobachtete Reduktion von η_{inj} durch laterale Diffusion von Ladungsträgern verursacht wird, müsste der Effekt analog zu dem von Müller et al. [83] beschriebenen Effekt eine Abhängigkeit von der Ridgebreite zeigen.

Die Analyse der Abhängigkeit von der Ridgegeometrie stellt eine indirekte Analysemethode dar, da die Stromaufweitung nicht quantifiziert werden kann. Zwar kann die Variation der Ridgebreite bereits Hinweise auf die Ursache der abnehmenden Steilheit liefern, aber erst die genaue Analyse der Stromaufweitung mit Hilfe einer neuen Messmethode und der Abgleich mit Simulationsdaten schließt Stromaufweitung eindeutig aus.

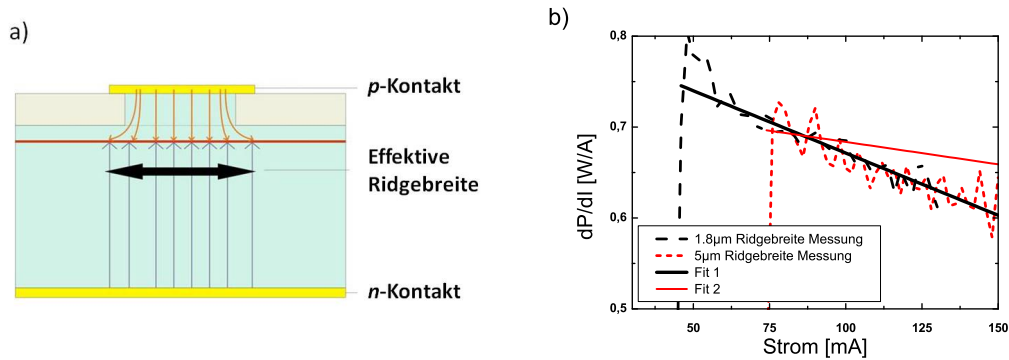


Abbildung 3.6: a) Schematische Darstellung der Stromaufweitung. b) Steilheit von zwei grünen Laserdioden mit einer Ridgebreite von $1,8\mu\text{m}$ bzw. $5\mu\text{m}$ als Funktion des Stroms.

3.4.1 Abhängigkeit der Injektionseffizienz von der Ridgebreite

Stromaufweitung wird bei Ridgelasern, insbesondere im Falle von Monomode-Emittern, häufig als Ursache für Schwellstromauffälligkeiten diskutiert. Eine Möglichkeit, Stromaufweitung qualitativ zu untersuchen, ist die Abhängigkeit der Steilheitsabnahme von der Bauteilgeometrie zu analysieren. Im Folgenden werden die Steilheiten von grünen Lasern mit unterschiedlicher Ridgebreite, aber identischer Kavitätslänge untersucht. Die Ridgebreiten betragen $1,8\mu\text{m}$ bzw. $5\mu\text{m}$, wobei die zugehörigen Steilheiten in Abbildung 3.6 b) gezeigt sind.

Für den Fall, dass die experimentell beobachtete Abnahme der Steilheit auf einer Zunahme der effektiven Ridgebreite basiert, müsste diese linear ansteigen. Die effektive Ridgebreite ist in Abbildung 3.6 a) skizziert. Die lineare Zunahme ergibt sich aus dem experimentell gemessenen Verhalten der Lasersteilheit. Durch die zunehmende Stromaufweitung würden immer mehr Ladungsträger in einem Bereich rekombinieren, wo sie nicht mehr zur Verstärkung der Lasermode beitragen würden. Dies würde dann eine abnehmende Steilheit bewirken.

Um die Abnahme der Steilheit im Falle des schmalen Ridges erklären zu können, müsste die effektive Ridgebreite im Strombereich von 50 bis 150 mA um 19% zunehmen. Die Stromaufweitung sollte von den geometrischen Abmessungen des Ridges unabhängig sein. Nimmt man dieselbe absolute Zunahme der Fläche für den $5\mu\text{m}$ -Ridge an, so sollte die Abnahme der Steilheit um einen Faktor 2,8 kleiner sein. Die entsprechenden Kurven sind rot in 3.6 b) eingezeichnet. Die experimentellen Daten können somit nicht durch die Annahme einer linearen Stromaufweitung erklärt werden.

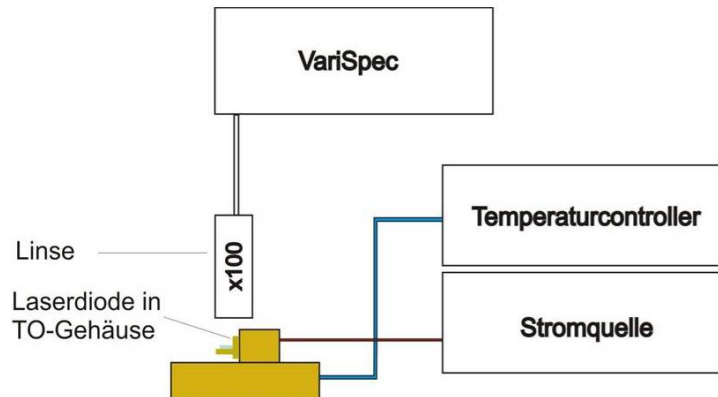


Abbildung 3.7: Skizze des Versuchsaufbaus zur quantitativen Bestimmung der Stromaufweitung.

3.4.2 Quantifizierung der Stromaufweitung in Ridgelasern

Im vorherigen Abschnitt wurde durch eine indirekte Analysemethode untersucht, ob Stromaufweitung die Ursache der beobachteten Abnahme der Steilheit ist. Allerdings handelt es sich bei dem Vergleich unterschiedlicher Bauteilgeometrien um eine indirekte Analysemethode, die zwar Hinweise auf die physikalische Ursache liefert, aber nicht für quantitative Aussagen herangezogen werden kann. Stromaufweitung wird in InGaN-basierten Bauelementen häufig als Ursache für unterschiedlichste Effekte - von Degradationsursache [83,85] bis hin zu niedrigeren Operationsspannungen [119] - diskutiert.

Aus diesem Grund wird im Folgenden eine Messmethode vorgestellt, mit der die Stromaufweitung in InGaN-basierten Ridgelasern gemessen werden kann. Die experimentellen Daten werden dann mit COMSOL-Simulationen [130] verglichen, um die Plausibilität der Messergebnisse zu überprüfen.

Die Messmethode basiert auf der Tatsache, dass die Emissionswellenlänge aufgrund des QCSE von der Ladungsträgerdichte im Quantenfilm abhängt. Durch die ortsaufgelöste Bestimmung der Wellenlänge senkrecht zum Ridge kann somit die Stromaufweitung quantifiziert werden. Für die Messung wird ein optisches Mikroskop mit hundertfach vergrößerndem Okular in Verbindung mit einem Varispec-Filter genutzt. Der Varispec-Filter ist ein elektrisch durchstimmbarer Wellenlängenfilter mit einer spektralen Halbwertsbreite von 10nm. Durch die Kombination von optischem Mikroskop und Varispec-Filter sind ortsaufgelöste, wellenlängenabhängige Elektrolumineszenzaufnahmen (EL-Betrieb) möglich. Die im Varispec integrierte CCD-Kamera besitzt eine Auflösung von 1392 x 1040 Pixel, wodurch sich in Kombination mit dem verwendeten Okular eine örtliche Auflösung von ca. 40nm pro Pixel ergibt. Die Wellenlängen werden für die folgende Analyse von 400-650nm in 5nm Schritten durchgeführt.

Der Aufbau ist in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Für die Messungen werden in kommerziell erhältlichen *TO56*-Gehäusen montierte Testlaser verwendet. Die Temperatur wird während der Messung mit Hilfe eines Peltierelements auch bei höheren Operationsströmen konstant gehalten. Für die Messungen wurden Testlaser mit zurückgezogenem Goldkontakt hergestellt, wobei die Stromtragfähigkeit auf dem Ridge bis zur Facette durch eine dünne Metallschicht aufrechterhalten wurde. Diese Schicht stellt sicher, dass keine ungepumpten Bereiche in der Laserkavität entstehen. Diese würden sich im Laserbetrieb durch sogenannte Kinks (vgl. Abschnitt 2.9) an der Schwelle auswirken [21].

Neben dem Ridge ist keine Metallisierung vorhanden, sodass die Passivierung sichtbar ist. Die Passivierung wiederum ist optisch weitgehend transparent. Eine Mikroskopaufnahme der verwendeten Probe ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Für eine bessere Verständlichkeit wurde bei der Aufnahme ein Strom von 1mA angelegt, sodass der Bereich neben dem Ridge grün leuchtet.

Bei der Bestimmung der Emissionswellenlänge werden nachträglich im geeigneten Bildbereich mit einer nichtkommerziellen Auswertesoftware Linescans senkrecht zum Ridge durchgeführt. Für eine bessere Reproduzierbarkeit wird über bis zu 150 solcher Linescans gemittelt.

Anschließend wird für jeden Punkt intensitätsabhängig die Schwerpunkswellenlänge durch einen Gaußfit über die experimentellen Daten ermittelt. Der zugehörige Fit ist für einen Punkt exemplarisch in Abbildung 3.9 a) gezeigt.

In 3.9 b) ist die so bestimmte Wellenlänge über die gemittelte Pixelposition aufgetragen. Man erkennt, dass die Wellenlänge vom Ridge aus gesehen erst zu- und anschließend wieder abnimmt. Die Zunahme kann durch die Abnahme der Ladungsträgerdichte als Funktion des Abstands zum Ridge erklärt werden. Allerdings nimmt mit der Ladungsträgerdichte auch die Intensität der Lichtemission aus der aktiven Zone mit zunehmendem Abstand vom Ridge ab.

Gleichzeitig wird kurzwelliges Licht aus den Quantenfilmen unterhalb des Steges

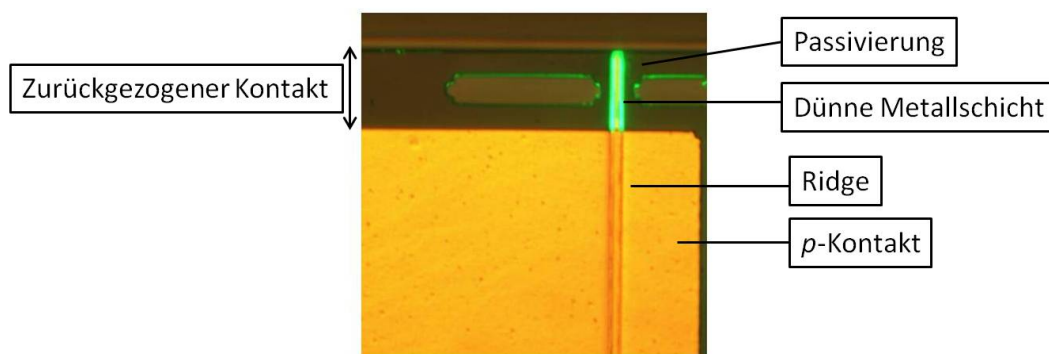


Abbildung 3.8: Mikroskopaufnahme (Draufsicht) der für die Stromaufweitungsmessungen verwendeten Teststruktur mit zurückgezogenem Kontakt.

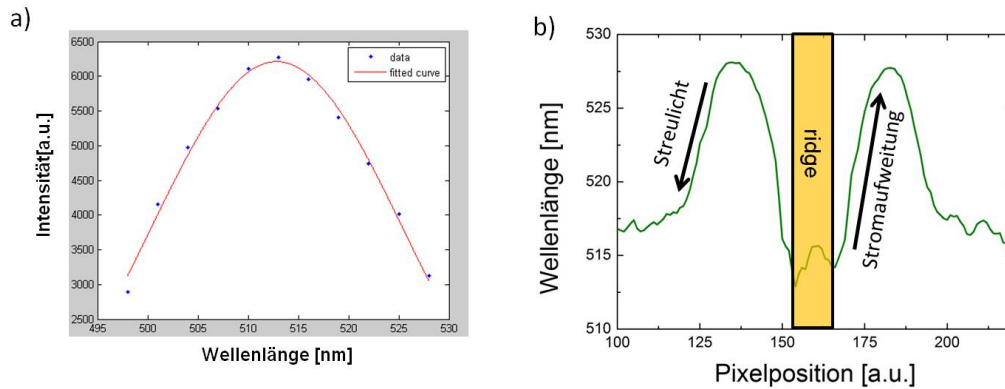


Abbildung 3.9: a) Darstellung des Fits zur Bestimmung der Schwerpunkswellenlänge. b) Wellenlänge als Funktion der Pixelposition, wobei der Ridge schematisch dargestellt ist.

durch die Wellenleiterschichten nach außen geführt, wo es nach oben ausgekoppelt und vom Mikroskop eingefangen wird. Diese gegenläufigen Trends erklären den experimentell bestimmten Verlauf der Wellenlänge in Abhängigkeit des Abstands zum Ridge. Die Bestimmung der Stromaufweitung mit dieser Methode stellt somit eine obere Grenze dar, da das kurzwellige, nach außen geführte Streulicht die Zunahme der Emissionswellenlänge abseits vom Ridge verzögert.

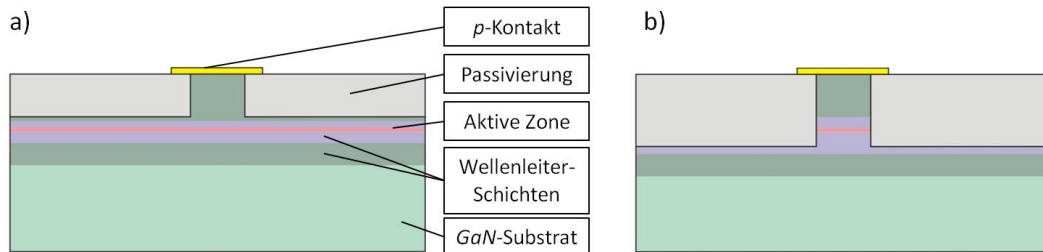


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau der für die Analyse der Stromaufweitung verwendeten grünen Testlaserdioden. In a) der flach geätzten und b) durch die aktive Zone geätzte Probe.

Das Wellenlängenniveau weit außerhalb des Ridges ist durch den Bereich unterhalb des Steges festgelegt und stimmt oberhalb der Schwelle mit der Laserwellenlänge überein.

Die Messmethode wurde an zwei unterschiedlich tief geätzten Bauteilen evaluiert. Probe 1 wurde flach geätzt und innerhalb des p -Wellenleiters gestoppt. Im Gegensatz dazu wurde bei Probe 2 durch die aktive Zone geätzt. Bei Diode 1 ist eine gewisse p -seitige Stromaufweitung zu erwarten, während bei der durchgeätzten Laserdiode keine Stromaufweitung möglich ist. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.10 gezeigt.

Die zugehörigen L - I -Kennlinien sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Stromaufweitung wurde unter- und oberhalb der Schwelle analysiert, wobei für kleine Ströme

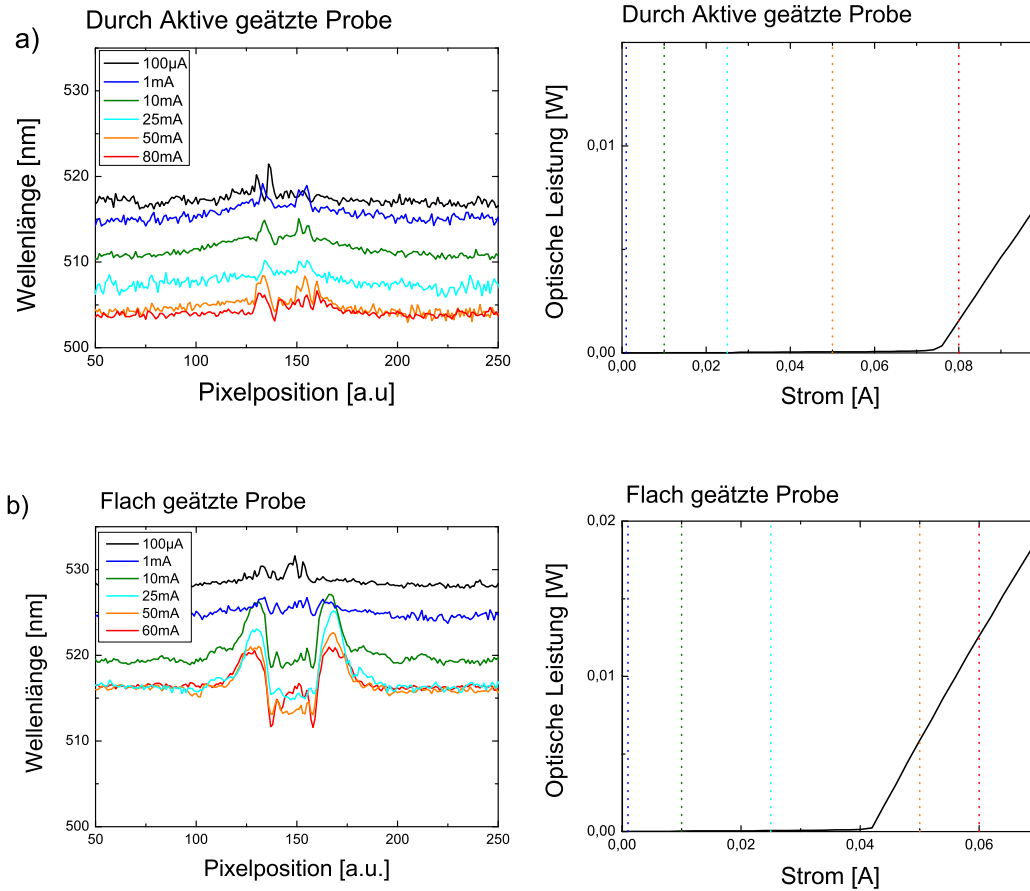


Abbildung 3.11: L - I -Kennlinie und stromabhängige Wellenlängenverschiebung für eine a) durch die aktive Zone geätzte und b) für eine flach geätzte Probe. In den L - I -Charakteristiken sind die Messpunkte für die Wellenlängenanalyse eingezeichnet. Die Wellenlängenverschiebung ist für unterschiedliche Ströme gezeigt.

eine stärkere Stromaufweitung erwartet wird. Die Messströme sind durch gestrichelte Linien markiert. Der Verlauf der Wellenlänge für beide Proben bei 25°C und für verschiedene Ströme ist ebenfalls in Abbildung 3.11 dargestellt. Bei Strömen unter 1 mA ist die Intensität der emittierten Strahlung zu gering für eine sinnvolle Auswertung. Theoretisch sollte die Stromaufweitung gerade für kleine Ströme am stärksten sein, jedoch sind meist die Werte nahe der Schwellstromdichte von Interesse.

Im Fall der durchgeätzten Probe ist die Wellenlängenverschiebung deutlich kleiner. Dass dennoch ein leichter Gang der Wellenlänge erkennbar ist, kann einerseits an der Genauigkeit der Messmethode, aber auch an einer inhomogenen Stromeinprägung liegen. Im Fall der flach geätzten Laserdiode zeigt sich je nach Operationsstrom ein Anstieg der Emissionswellenlänge von bis zu 8 nm auf einer Längenskala kleiner $1\mu\text{m}$.

Um abzuschätzen, welcher Abnahme der Stromdichte die Wellenlängenverschiebung

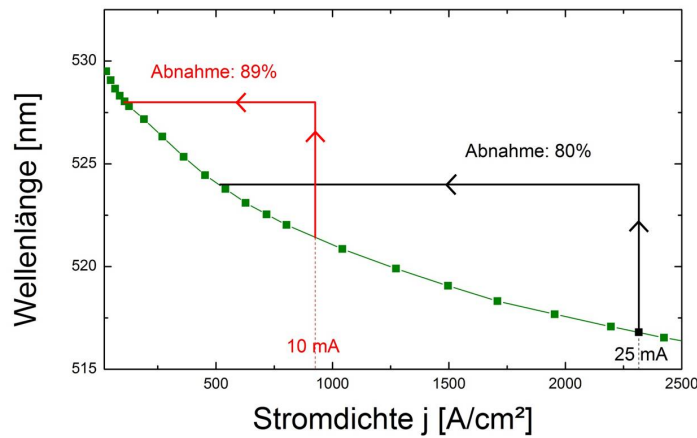


Abbildung 3.12: Wellenlänge als Funktion der Stromdichte für einen $200 \times 200 \mu\text{m}$ Kontakt bei 25°C unter Pulsbedingungen. Schematisch ist dargestellt, welcher Abnahme der Stromdichte beim Ridgelaser die experimentelle Zunahme der Wellenlänge für 10 und 25 mA entspricht.

entspricht, wurden großflächige Strukturen von $200 \times 200 \mu\text{m}$ für Referenzmessungen herangezogen. Je größer die Struktur, desto geringer der Einfluss durch Stromaufweitung. In Abbildung 3.12 ist die Wellenlänge als Funktion der Stromdichte dargestellt. Für die Abschätzung, wie stark die Stromdichte bei Ridgelaser innerhalb eines Mikrometers abnimmt, wurde bei den entsprechenden Stromdichten an den großflächigen Kontakten die experimentelle Wellenlängenverschiebung nachvollzogen und in Abbildung 3.12 graphisch dargestellt. Wie in 3.11 gezeigt, nimmt die Wellenlänge innerhalb eines Mikrometers bei einem Strom von 10 mA (entspricht $0,9 \text{ kA/cm}^2$) um 7 nm zu. Um dieselbe Wellenlängenverschiebung bei der großflächigen Kontaktstruktur und vergleichbarer Stromdichte zu erhalten, muss die Stromdichte um 89% abnehmen. Eine analoge Betrachtung für 25 mA (entspricht $2,3 \text{ kA/cm}^2$) ergibt eine erforderliche Reduktion um 80 %.

Aus der Wellenlängenverschiebung kann man damit ableiten, dass die Stromaufweitung für Ströme größer 1 mA weitgehend auf einen Bereich kleiner $1 \mu\text{m}$ begrenzt ist. Zusätzlich ist in Abbildung 3.11 erkennbar, dass sich die Stromaufweitung für Ströme oberhalb der Schwelle nicht mehr deutlich ändert. Dies unterstützt noch einmal das Ergebnis aus 3.4.1, dass die Stromaufweitung nicht als Erklärung für die abnehmende Steilheit bei grünen Laserdioden dienen kann.

Gemäß der Theorie würde man bei höherem Strom eine starke Einschnürung erwarten, jedoch ergibt sich aus dem Streulicht ein gewisser Messfehler. Die Auswirkung des Streulichtes wurde bereits zur Erklärung des Intensitätsverlaufs in 3.9 b) benutzt. Hierdurch lässt sich die genaue Distanz nicht exakt bestimmen, nach der die Stromdichte seitlich zum Ridge auf Null abnimmt. Aus diesem Grund werden die gemessenen Werte im Folgenden mit Simulationsdaten verglichen. Für die Mo-

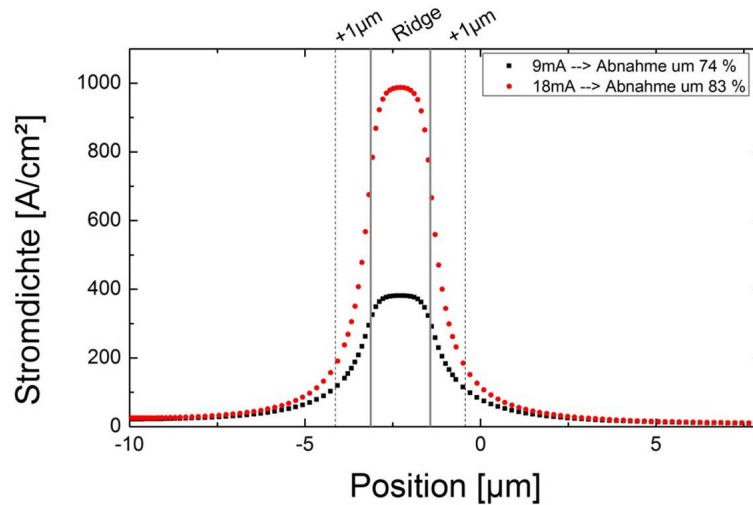


Abbildung 3.13: Mit COMSOL [130] simulierte Stromaufweitung bei einem Ridgellaser. Die Ridgebreite ist in der Graphik skizziert und beträgt $1,8\mu\text{m}$.

modellierung der Stromaufweitung wurde die Simulationssoftware COMSOL [130] verwendet. Grundlage der Rechnung ist ein Modell mit unterschiedlichen Schicht- und Übergangswiderständen, welche die Heterobarrieren simulieren sollen. Allerdings ist diese Software nicht in der Lage, Bandstrukturechnungen auszuführen, wodurch die Veränderung der Barrierenhöhe bei unterschiedlichen Operationsströmen nicht nachgebildet wird. In Abbildung 3.13 ist der Verlauf der Stromdichte als Funktion des Abstands zum Ridge für zwei Operationsströme (9 bzw. 18mA) dargestellt. Innerhalb eines Mikrometers nimmt die Stromdichte um 74 bzw. 83% ab.

Die Absolutwerte der experimentell bestimmten Abnahme der Stromdichte stimmen somit sehr gut mit den simulierten Daten überein. In beiden Fällen nimmt die Stromdichte bei Werten nahe der Schwelle bereits in weniger als $1\mu\text{m}$ auf unter 20 Prozent ab. Die vorgestellte Methode ist somit zur direkten Quantifizierung der Stromaufweitung in Ridgelasern geeignet.

Oberhalb der Schwelle ist, wie in Abbildung 3.11 dargestellt, keine Veränderung der Stromaufweitung mehr messbar, was sich mit den Ergebnissen aus der Ridgebreitenvariation aus 3.4.1 deckt. Stromaufweitung kann somit als Ursache der abnehmenden Injektionseffizienz ausgeschlossen werden. Für die abnehmende Injektionseffizienz muss daher ein unzureichender Einfang der Ladungsträger in die Quantenfilme vorliegen, was im Folgenden als 'Ladungsträgerovershoot' bezeichnet wird. Hierbei passieren Ladungsträger die aktive Zone, ohne von den Quantenfilmen eingefangen zu werden. Falls die Ladungsträger außerhalb der Quantenfilme rekombinieren, sind sie für die Verstärkung der Lasermode verloren. Aus diesem Grund wird im nächsten Kapitel der Ladungsträgertransport in grünen InGaN-basierten Laserdioden mit Hilfe von Teststrukturen untersucht.

Kapitel 4

Analyse des Ladungsträgerverlustes

Im vorherigen Kapitel wurden die elektro-optischen Parameter von blauen und grünen InGaN-basierten Laserdioden anhand der Steilheit gepulster Kennlinien untersucht. Hierbei zeigte sich, dass die internen Verluste sowie die Injektionseffizienz im Bereich von 10 bis 90°C temperaturunabhängig sind. Weiterhin sind beide Größen für Dioden im blauen Spektralbereich unabhängig von der Stromdichte. Für grüne Laser hingegen nimmt die Steilheit mit zunehmendem Strom ab. Diese Abnahme konnte durch eine Variation der Reflektivität der Auskoppelfacetten mit einer abnehmenden Injektionseffizienz korreliert werden. Stromaufweitung konnte als Ursache bereits ausgeschlossen werden. In diesem Kapitel wird der Einfluss des Ladungsträgertransports in grünen Laserstrukturen auf die experimentell beobachtete Reduktion von η_{inj} untersucht.

4.1 Analyse des Elektronentransportes in grünen Laserstrukturen

Die plausibelste Erklärung für die abnehmende Injektionseffizienz bei grünen InGaN-basierten Laserdioden ist der unzureichende Einfang von Elektronen in die Quantenfilme. Für langwellige optische Leuchtdioden mit c -plane Orientierung ist der Overshoot von Elektronen auf die p -Seite hinlänglich bekannt. Bereits bei den ersten auf GaN-basierten Laserdioden wurde deshalb eine AlGaN-Schicht in die Laserstruktur eingefügt [90], welche auch Elektronenbarriere genannt wird. Diese Schicht hat zum einen die Aufgabe, die Quantenfilme vor der thermischen Belastung während des Wachstums der Wellenleiterschichten zu schützen. Zum anderen soll die damit verbundene Barriere im Leitungsband ein Vordringen der Elektronen, welche nicht von den Quantenfilmen eingefangen werden bzw. durch Escape-Prozesse wie-

der re-emittiert werden, in die p -dotierten Schichten verhindern. Auch wenn Escape-Prozesse aus den Quantenfilmen bei blauen und grünen Laserdioden gemäß theoretischer Vorhersagen vernachlässigbar sein sollten [125], wird auch in diesen Strukturen eine Elektronenbarriere verwendet [67, 127].

Hansen et al. [44] berichten von einer Verdopplung der internen Quanteneffizienz sowie einer drastischen Reduktion der Laserschwelle durch das Einbringen einer optimierten Elektronenbarriere. Die Optimierung der EBL bezieht sich sowohl auf die Dicke der Schicht als auch auf deren Aluminiumgehalt. Da eine AlGaIn-Schicht nicht nur eine Barriere für Elektronen, sondern auch für Löcher erzeugt [42], spielt auch das verwendete Dotierprofil eine essentielle Rolle für die Injektionseffizienz.

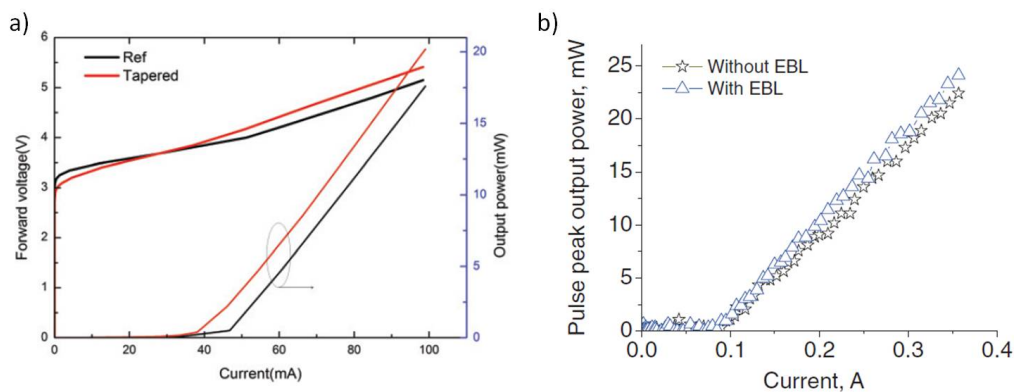


Abbildung 4.1: a) Simulierte Verbesserung der Laserperformance durch den Einsatz einer keilförmigen Elektronenbarriere aus Quelle [149]. b) Vergleich experimenteller Daten grüner Laserdioden auf semipolaren Substraten mit und ohne Elektronenbarriere aus Quelle [121].

Die Optimierung der Elektronenbarriere ist immer noch Gegenstand aktueller Forschung. Zhang et al. [150] berichten beispielsweise von der Verbesserung der Laserperformance durch den Einsatz einer gestuften AlGaIn-Schicht. Yang et al. [149] simulierten den Einfluss einer keilförmigen Elektronenbarriere auf Schwelle und Steilheit. Die simulierten Kennlinien sind in Abbildung 4.1 a) gezeigt.

Ein alternativer Ansatz basiert auf der Verwendung einer näherungsweise gitterangepassten AlInN-Schicht, deren Vorteil neben einer verbesserten Injektion auch in der Minimierung der Verspannung in der Laserstruktur liegt [55]. Chen et al. [14] schlugen vor, die internen Felder durch die Wahl geeigneter Kompositionen des quaternären AlGaInN zu minimieren. Gemäß theoretischer Überlegungen verschlechtern die internen Felder aufgrund des Piezoeffektes in polaren Strukturen den Ladungsträgertransport und verursachen gegebenenfalls ein Überschießen von Elektronen auf die p -Seite. Sizov et al. [121] untersuchten dementsprechend den Einfluss einer Elektronenbarriere auf die L - I -Kennlinien grüner Laser, basierend auf semipolaren Substraten. Die Kennlinien sind in Abbildung 4.1 b) gezeigt. Da weder die Schwelle

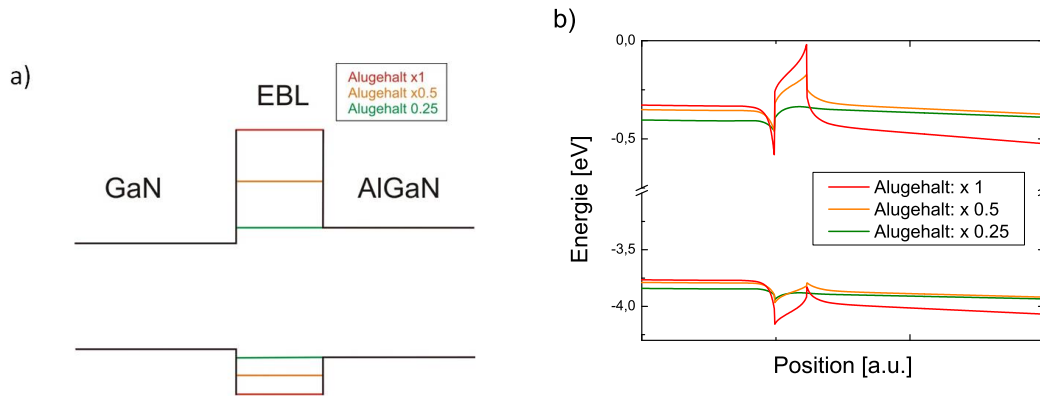


Abbildung 4.2: a) Schematische Skizze des Bandverlaufs der EBL-Variationen. Der Aluminiumgehalt in der Elektronenbarriere ist im Bezug zur Referenz angegeben. b) Mit nextnano⁺⁺ [102] simulierter Bandverlauf bei einer Stromdichte von $5\text{kA}/\text{cm}^2$.

noch die Steilheit eine signifikante Verschlechterung im Falle der Diode ohne Elektronenbarriere zeigt, schließt Sizov [121] daraus, dass eine EBL in semipolaren Strukturen weniger essentiell ist als bei polaren Bauteilen.

Sämtliche Proben, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, basieren auf der [0001]-Wachstumsrichtung. Die aufgrund der Kristallstruktur auftretenden internen Felder sind somit nach Abschnitt 2.4 maximal. Im Folgenden wird der Elektronentransport, insbesondere mit Hinblick auf die experimentell nachgewiesene, stromabhängige Reduktion der Injektionseffizienz, untersucht.

4.2 Variation der Elektronenbarriere als Analysetool

Für die Analyse des Elektronentransportes in grünen Laserstrukturen mit [0001]-Orientierung wird der Aluminiumgehalt in der Elektronenbarriere variiert. Ziel des Versuchs ist einen unzureichenden Einfang der Elektronen in die Quantenfilme nachzuweisen. Der Aufbau der Teststrukturen ist vergleichbar mit dem aus Abschnitt 2.8. Gemäß Formel 2.6 beeinflusst die Variation des Aluminiumgehaltes die Höhe der Heterobarriere an der EBL und bewirkt gleichzeitig eine Veränderung der piezoelektrischen Felder an der Grenzfläche.

In Abbildung 4.2 a) ist eine schematische Skizze des Bandverlaufs der drei EBL-Varianten ohne Berücksichtigung der internen Felder gezeigt. In Graph 4.2 b) ist dann der zugehörige, mit nextnano⁺⁺ [102] simulierte Bandverlauf bei einer Stromdichte von ca. $5\text{kA}/\text{cm}^2$ dargestellt. Die Aluminiumgehalte werden im Verhältnis zu der Probe mit dem höchsten Wert in der EBL angegeben. Im Falle des niedrigsten Wertes liegt der Aluminiumgehalt in der Elektronenbarriere auf demselben Niveau wie im *p*-seitigen AlGaN-Wellenleiter. Obwohl somit praktisch keine zusätz-

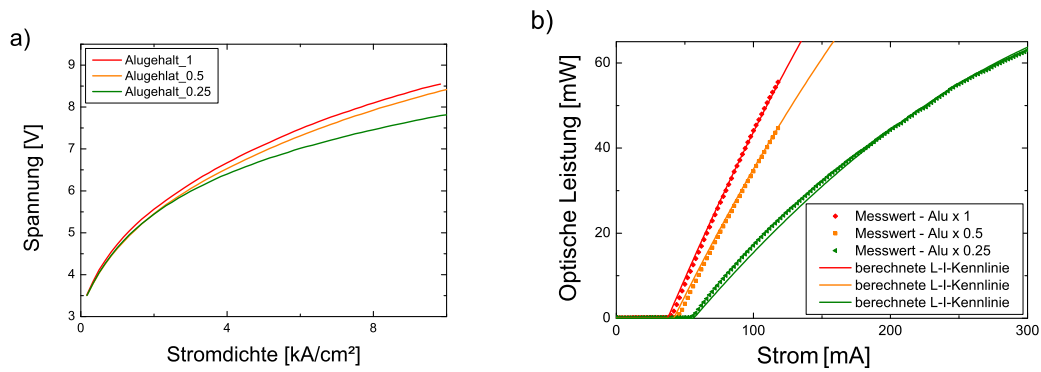


Abbildung 4.3: a) Spannung als Funktion der Stromdichte für unterschiedliche Aluminiumgehalte in der Elektronenbarriere b) Berechnete und gemessene L - I -Kennlinien unter Pulsbedingungen bei 25°C.

liche Schicht mit erhöhtem Aluminiumgehalt mehr vorliegt, entsteht an der Grenzfläche eine geringe energetische Barriere. Der Heteroübergang von GaN zu AlGaIn ist in jedem Fall wegen der Wellenleitung erforderlich.

Unter Berücksichtigung der internen elektrischen Felder erkennt man, dass sich für Elektronen ein Potentialminimum vor der Elektronenbarriere ausbildet. Hier können sich Elektronen anreichern und dann parasitär außerhalb der Quantenfilme rekombinieren. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit für strahlende Rekombinationsprozesse in p -dotiertem GaN sehr gering [51]. Diese Tatsache verhindert auch die Verwendung von p -seitigen Detektionsschichten bzw. farbcodierten Quantenfilmen [29], wie sie üblicherweise für die Analyse des Ladungsträgertransportes eingesetzt werden. Die Variation der Elektronenbarriere hat unterschiedliche Auswirkungen auf die Laserperformance. Durch die Absenkung des Aluminiumgehalts wird die Barrierenhöhe erniedrigt. Dies bedingt eine Reduktion der Operationsspannung, wie in Abbildung 4.3 a) gezeigt.

Gleichzeitig bewirkt die Abnahme des Aluminiumgehalts eine Zunahme der Schwelle und eine Abnahme der Steilheit. Die entsprechenden Kennlinien sind in Abbildung 4.3 b) dargestellt. Alle Varianten haben, abgesehen von der Elektronenbarriere, einen identischen strukturellen Aufbau und wurden mit demselben selbstjustierenden Prozess [109] hergestellt. Aufgrund dieser Tatsache wird davon ausgegangen, dass sich an den internen Laserparametern nur die Injektionseffizienz ändert. Die internen Verluste werden als konstant gesetzt. Unter dieser Annahme wurden mit Hilfe eines empirisch entwickelten Lasersmodells die Kennlinien nachgebildet, wobei die Unterschiede in der L - I -Kennlinie allein durch eine Variation von η_{inj} erklärt werden. Auf das Modell wird in Kapitel 8 näher eingegangen. Die so berechneten L - I -Kennlinien sind ebenfalls in Abbildung 4.3 b) eingezeichnet. Die gute Übereinstimmung der berechneten Werte mit den experimentellen Daten bestätigt die Plausibilität der

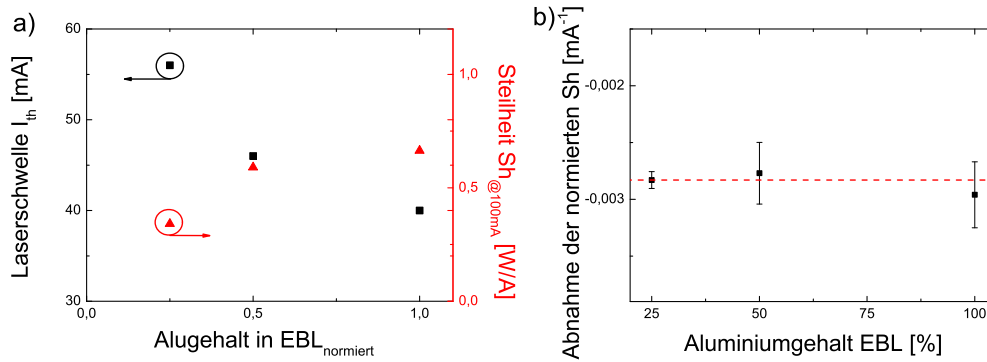


Abbildung 4.4: a) Schwellenstrom und Steilheit für unterschiedliche Aluminiumgehalte in der Elektronenbarriere. b) Relative Abnahme der normierten Steilheit für die drei EBL-Variationen.

gemachten Annahmen.

In Graph 4.4 a) sind sowohl die Schwellen als auch die zugehörigen Steilheiten bei einem Strom von 100 mA in Abhängigkeit des Aluminiumgehaltes dargestellt. Mit abnehmender Barrierenhöhe steigt die Laserschwellen von ca. 40 mA auf über 56 mA an, wobei die absolute Steilheit um fast den Faktor 2 abnimmt. Die Absolutwerte von η_{inj} an der Schwelle wurden mit Hilfe des Fit, welcher in Abbildung 4.3 b) gezeigt ist, bestimmt. Die zugehörigen Werte sind in Tabelle 4.1 angegeben. Das absolute Niveau der Injektionseffizienz hängt somit stark von der Qualität der Elektronenbarriere ab. Diese Abhängigkeit der Injektionseffizienz verdeutlicht die Wichtigkeit einer optimierten Elektronenbarriere für effiziente Laserdioden auf polaren Substraten und bestätigt eindrucksvoll den unzureichenden Einfang von Elektronen in die grünen Quantenfilme.

Laut Sizov et al. [121] wird eine derartige Abhängigkeit für semipolare Bauelemente nicht beobachtet. Allerdings muss bei dem Vergleich der experimentellen Daten berücksichtigt werden, dass selbst die Teststruktur ohne Elektronenbarriere mit c -plane Orientierung bessere Laserdaten in Bezug auf Schwelle und Steilheit hervorbrachte, als die in Abbildung 4.1 b) gezeigten Ergebnisse aus Referenz [121].

Alugehalt in der EBL (auf Referenz normiert)	η_{inj} an der Schwelle [%]
x 1	80
x 0.5	64
x 0.25	41

Tabelle 4.1: Die Injektionseffizienz in Abhängigkeit des normierten Aluminiumgehalts in der Elektronenbarriere.

Aufgrund der unterschiedlichen Absolutwerte der Injektionseffizienzen können die

Steilheiten der drei Strukturvariationen nicht direkt miteinander verglichen werden. Analog zu dem Vorgehen in Abschnitt 3.3 wurden die Steilheiten daher auf den Wert bei einem fixen Strom (hier: 100mA) normiert. Betrachtet man nun die relative Abnahme der Steilheit als Funktion des Operationsstromes, wie in Abbildung 4.4 b) gezeigt, so zeigen alle drei Varianten ein vergleichbares Verhalten. Anhand dieser Darstellung ist ersichtlich, dass die prozentuale Abnahme der Injektionseffizienz oberhalb der Schwelle für die untersuchten EBL-Variationen nahezu identisch ist. Das Biegen der gepulsten L - I -Kennlinien grüner Laserdioden kann somit nicht auf dem Overshoot von Elektronen basieren.

4.3 Untersuchung des Lochtransportes in grünen Laserstrukturen

Im vorigen Kapitel wurde der Elektronentransport in grünen AlInGaN-basierten Laserstrukturen mit Hilfe von EBL-Variationen untersucht. Zwar hängt der Absolutwert von η_{inj} stark von der Qualität der Elektronenbarriere ab, allerdings zeigte sich kein signifikanter Einfluss auf die stromabhängige Abnahme der Injektionseffizienz. Im Folgenden wird daher der Lochtransport mit Hinblick auf Overshoot-Prozesse mittels einer speziell konzipierten Teststruktur analysiert.

Der Aufbau der Teststruktur ist schematisch in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Struktur wird analog zu einer Laserstruktur auf einem freistehenden GaN-Substrat mit c -plane Orientierung mittels *MOVPE* hergestellt, wobei eine zusätzliche, n -seitige InGaN-Detektionsschicht hinzugefügt wird.

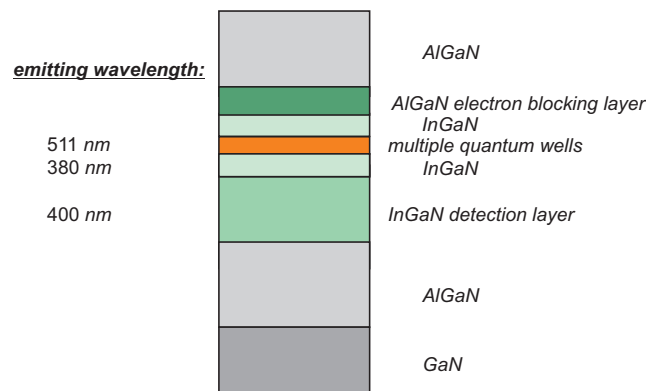


Abbildung 4.5: Schematischer Schichtaufbau der Teststruktur zur Untersuchung des Lochtransportes in grünen Laserstrukturen.

Die n -Seite besteht somit aus einer AlGaN-Schicht, einer InGaN-Detektionsschicht und einer weiteren InGaN-Schicht. Der Indiumgehalt der Detektionsschicht ist so gewählt, dass er spektral von den Quantenfilmen sowie den anderen InGaN-Schichten unterschieden werden kann. Die aktive Zone der Teststruktur besteht aus mehreren

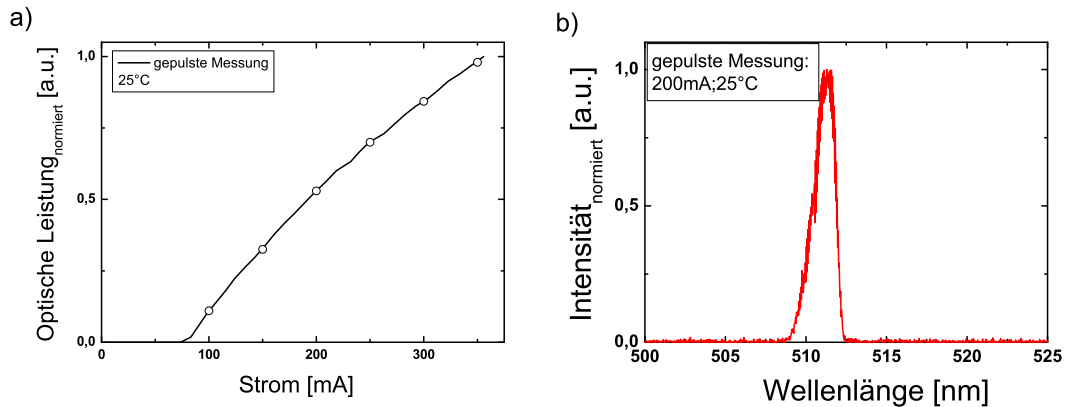


Abbildung 4.6: a) Kennlinie einer auf der Teststruktur basierenden Laserdiode mit nicht-optimierter Effizienz unter Pulsbedingungen bei 25°C. Die Kreise zeigen die Messpunkte einer spektralen Analyse aus Abschnitt 4.4.2. b) Laserwellenlänge bei 25°C unter Pulsbedingungen bei 200mA.

Quantenfilmen, die durch identisch dotierte GaN-Barrieren voneinander getrennt sind. Die Dicke der Quantenfilme ist kleiner als 3nm, wobei der Indiumgehalt größer als 30 Prozent ist [38]. Auf diese Weise wird eine Emissionswellenlänge im grünen Spektralbereich sichergestellt.

Die *p*-Seite besteht aus einer InGaN-Schicht, einer AlGaN-Elektronenbarriere sowie einer weiteren AlGaN-Schicht. Obwohl der Schichtaufbau und die gewählten Dotierprofile nicht darauf optimiert sind, wurden die Bauteile als Ridgelaser mit einer Breite von $2\mu\text{m}$ mit einem selbstjustierenden Verfahren [109] prozessiert. Der Vorteil daran ist, dass bei Lasern wie in Kapitel 3 gezeigt, anhand gepulster Kennlinien Rückschlüsse auf die internen Parameter und in diesem Fall speziell auf die Injektionseffizienz, gezogen werden können. Die Absolutwerte der internen Parameter können entweder über eine Variation der Verspiegelung [84] oder der Resonatorlänge [18, 47, 111] bestimmt werden.

In Abbildung 4.6 a) ist die *L-I*-Kennlinie der Teststruktur bei 25°C und $1\mu\text{s}$ -Pulsen gezeigt. Die relative Abnahme der Steilheit ist mit den Werten aus Abschnitt 3.1 vergleichbar. Durch die nicht-optimierte Struktur sind die internen Verluste höher, sodass die Schwelle der auf der Teststruktur basierten Diode höher und die Steilheit niedriger ist als bei der Referenz aus Kapitel 3.

Oberhalb der Schwelle beträgt die Laserwellenlänge 511nm, wie in Abbildung 4.6 b) gezeigt. Das Intensitätsverhältnis des Spontanlichtes aus den Detektionsschichten zur Lichtemission aus den Quantenfilmen ist insbesondere oberhalb der Schwelle sehr klein und daher nicht sinnvoll messbar. Aus diesem Grund ist für die Analyse des aus der Detektionsschicht emittierten Spontanlichts ein spezieller Messaufbau notwendig, der in Abbildung 4.7 a) dargestellt ist. Hierbei kommt eine Kombination von Filtern zum Einsatz, die sowohl die Lasermode als auch die Spontanemission aus

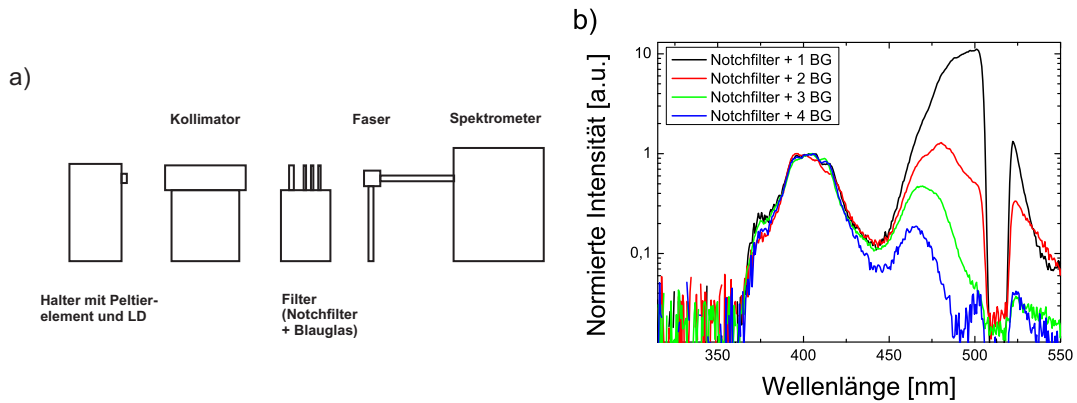


Abbildung 4.7: a) Skizze des Messaufbaus für die Analyse des Lochtransportes in grünen Laserdioden. b) Einfluss der Filterkombination auf die Spektren.

den grünen Quantenfilmen effektiv reduziert. Für die Analyse des aus den Detektionsschichten stammenden Spontanlichts ist der Wellenlängenbereich bis ca. 430 nm interessant. Das in den Quantenfilmen erzeugte Spontanlicht reicht spektral gesehen von ca. 440 nm bis 540 nm, wobei die Intensität zu kürzeren Wellenlängen effektiv durch die verwendeten Filter reduziert wird. Der Einfluss der Filter ist in Abbildung 4.7 b) gezeigt, wobei die Spektren in der Darstellung auf den kurzwelligen Emissionspeak bei 400 nm normiert wurden. Die Peaks bei 380 nm bzw. 400 nm können den beiden n -seitigen InGa N -Schichten zugeordnet werden.

In Abbildung 4.8 sind die Spektren des aus den Detektionsschichten stammenden Spontanlichts in Abhängigkeit des Operationsstroms dargestellt. Der Strom wurde schrittweise von 50 bis 350 mA variiert. Innerhalb dieses Strombereichs war die Kennlinie nicht von Modeneffekten, wie in Abschnitt 2.9 beschrieben, betroffen, wodurch noch Aussagen über die Injektionseffizienz anhand der Steilheit getroffen werden können.

Das Spektrum jedes Stromschritts weist je zwei Peaks auf, die, wie vorher erwähnt, den beiden n -seitigen Detektionsschichten aufgrund deren Indiumgehalts zugeordnet werden können. Die unterschiedliche Intensität der beiden kurzwelligen Peaks lässt sich durch die unterschiedliche Dicke der InGa N -Schichten erklären. Eine genauere Diskussion der Stromabhängigkeit der Spektren erfolgt im nächsten Abschnitt.

4.4 Qualitative Diskussion der experimentellen Daten

Die Tatsache, dass n -seitige Schichten leuchten, erfordert, dass Löcher vorhanden sind. Dies ist in AlInGa N -Strukturen mit grünen Quantenfilmen an sich schon überraschend, da sowohl theoretische Vorhersagen als auch experimentelle Daten anderer Gruppen bislang einen sehr schlechten Lochtransport in polaren Strukturen zeig-

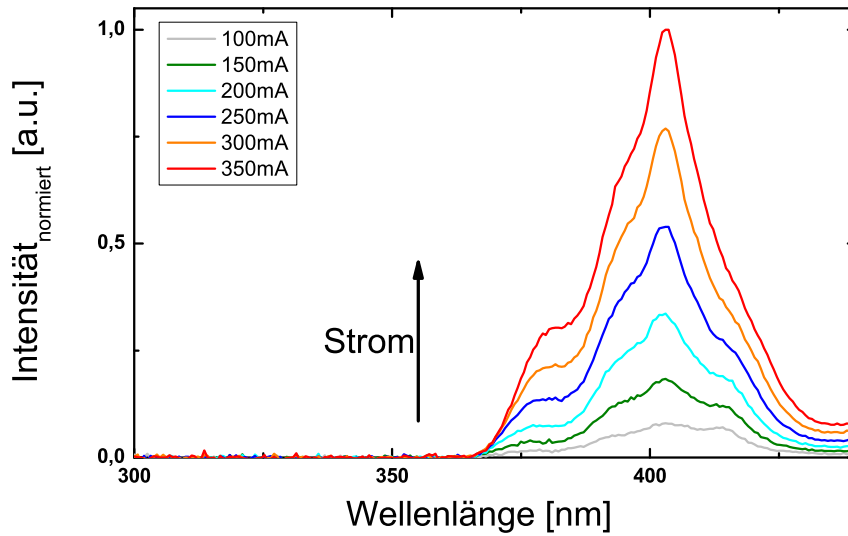


Abbildung 4.8: Spektren des Testlasers unter Pulsbedingungen und Verwendung der Filterkombination zur Unterdrückung der Emission aus den grünen Quantenfilmen aus Abbildung 4.7.

ten [97,124,125,151]. Sizov et al. [125] begründeten mit dem schlechten Lochtransport eine von ihnen experimentell beobachtete Zunahme der Schwellstromdichte als Funktion der Quantenfilmanzahl. Die in Abbildung 4.8 gezeigten Spektren zeigen eine Zunahme der Intensität beider Peaks mit steigendem Operationsstrom, selbst oberhalb der Laserschwelle. Die Zunahme der Intensität bedeutet, dass mit zunehmendem Strom immer mehr Löcher auf die n -Seite gelangen.

Berücksichtigt man die spektrale Verteilung, so kann man die Anzahl der Photonen für jeden Stromwert berechnen. Das Verhalten der Photonenzahl als Funktion des Betriebstromes kann dann wiederum mit Hilfe eines Rekombinationsmodells nach Shockley et al. [120] mit der abnehmenden Injektionseffizienz bei grünen Laserdioden korreliert werden.

4.4.1 Rekombination von Löchern in n -dotierten Schichten

Die Rekombination innerhalb der Quantenfilme von AlInGa_N-basierten Leuchtdioden kann mit dem bekannten ABC -Ratenmodell in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten beschrieben werden [28,30,114]. In diesem Modell wird von einem Gleichgewicht von Elektronen und Löchern innerhalb der Quantenfilmen ausgegangen, wodurch sich für die Gesamtrekombinationsrate ohne stimulierte Rekombination folgende Vereinfachung aus Gleichung 2.12 ergibt

$$R_{\text{Gesamt}} = AN + BN^2 + CN^3 \quad \text{mit} \quad N = P \quad , \quad (4.1)$$

wobei N die Elektronendichte und P die Lochdichte innerhalb der Quantenfilme ist. Diese Vereinfachung gilt nicht mehr für die Rekombination von Löchern, die aufgrund unzureichendem Einfang in die Quantenfilme auf die n -Seite gelangt sind. In diesem Fall muss die Rekombination von Minoritäten in hochdotierten Schichten betrachtet werden. Die Rekombination von Ladungsträgern mittels Auger-Prozessen kann im vorliegenden Fall vernachlässigt werden. Dies wird durch die Verwendung von InGaN-Bulkschichten für die Detektion begründet, wodurch sich die Ladungsträgerdichte aufgrund des im Vergleich zu Quantenfilmen viel größeren Volumens innerhalb der Detektionsschichten nur wenig ändert. Anders als in Quantenfilmen werden in den verwendeten Bulkschichten insgesamt keine so hohen Ladungsträgerdichten erreicht, sodass die mit dritter Potenz skalierenden Auger-Verluste eine signifikante Rolle spielen.

Bei der Betrachtung der spontanen, strahlenden Übergänge in den Detektionsschichten muss zwischen Elektronen und Löchern unterschieden werden. Es gilt

$$R_{\text{spontan}} = BNP = B(N_0 + N_i + \Delta N)(P_0 + P_i + \delta P) \quad , \quad (4.2)$$

wobei sich die Elektronendichte N aufteilt, in durch die Hintergrunddotierung vorhandene Ladungsträgerdichte N_0 , die intrinsische Ladungsträgerdichte N_i und die durch die externe Spannung erzeugten Elektronen ΔN . Die Lochdichte in den n -seitigen InGaN-Schichten setzt sich aus den Overshoot-Löchern δP , der intrinsischen Lochdichte P_i und der Hintergrunddotierung P_0 zusammen. Da die Schichten aber hoch n -dotiert sind, kann die Hintergrundladungsträgerdichte der Löcher P_0 vernachlässigt werden. Für die intrinsische Ladungsträgerdichte gilt:

$$N_i P_i = e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (4.3)$$

Bei einer Bandlücke von ca. 3eV in den Detektionsschichten können somit auch die intrinsischen Ladungsträgerdichten vernachlässigt werden, da sie um Größenordnungen kleiner sind, als die anderen Ladungsträgerdichten. Unter Berücksichtigung der gemachten Näherungen vereinfacht sich der Ausdruck für die spontane, strahlende Rekombinationsrate in den n -dotierten InGaN-Schichten folgendermaßen:

$$R_{\text{spontan}} \approx B(N_0 + \Delta N)\delta P \quad (4.4)$$

Die Rate der strahlenden Rekombination ist somit direkt proportional zu der Anzahl

der Overshoot-Löchern. Für eine qualitative Korrelation der Intensität des Spontanlichtes aus den Detektionsschichten mit der Anzahl an Overshoot-Löchern, muss das Verhältnis der strahlenden und der nicht-strahlenden Prozesse bekannt sein. Bei Quantenfilmen bedingt der in Formel 4.1 gezeigte Zusammenhang, dass sich das Verhältnis als Funktion der Stromdichte laufend ändert. Allerdings gilt dies nicht für die Rekombination von Minoritäten in hochdotierten Schichten. Auf eine explizite Herleitung [41, 120] der nicht-strahlenden Rekombinationsrate wird verzichtet. Es gilt folgender Zusammenhang:

$$R_{\text{nichtstrahlend}} = \frac{(N_0 + \Delta N)(P_0 + \delta P) - N_i P_i}{\tau_P(N_0 + N_i + \Delta N) + \tau_N(P_0 + P_i + \delta P)} \quad , \quad (4.5)$$

wobei τ_N und τ_P die Ladungsträgerlebensdauer der Elektronen bzw. der Löcher ist. Analog zu der strahlenden Rekombination können die intrinsischen Ladungsträgerdichten (N_i, P_i) und die Hintergrunddotierung der Löcher (P_0) vernachlässigt werden. Der Ausdruck 4.5 vereinfacht sich somit zu:

$$R_{\text{nichtstrahlend}} \approx \frac{(N_0 + \Delta N)\delta P}{\tau_P(N_0 + \Delta N) + \tau_N\delta P} \quad (4.6)$$

Wie schon erwähnt, ist das Verhältnis der strahlenden und der nicht-strahlenden Rekombinationsraten von Interesse, um eine Korrelation zwischen den detektierten Photonen und den durch Overshoot auf die n -Seite gelangten Löchern herzustellen. Im Folgenden muss berücksichtigt werden, dass die Ladungsträgerdichten aufgrund der Dicke der verwendeten Detektionsschichten klein im Vergleich zu den typischen Werten in Quantenfilmen sind. Betrachtet man das Verhältnis der beiden Raten für den Fall kleiner Ladungsträgerdichten, so erhält man einen konstanten Grenzwert.

$$\lim_{(\Delta N, \delta P) \rightarrow 0} \frac{R_{\text{spontan}}}{R_{\text{nichtstrahlend}}} = \frac{B}{\tau_P N_0} \quad (4.7)$$

Basierend auf diesem Ergebnis kann die Intensität des Spontanlichts aus den Detektionsschichten als quantitatives Maß für die Anzahl der Overshoot-Löcher verwendet werden. Im nächsten Abschnitt wird die Intensität des Spontanlichts aus den Detektionsschichten als Funktion des Operationsstroms analysiert.

4.4.2 Korrelation der abnehmenden Steilheit mit Löcherleakage

Für die Rekombination von Minoritäten in hochdotierten Schichten ist das Verhältnis der strahlenden und der nicht-strahlenden Rekombinationsraten für kleine Ladungsträgerdichten annähernd konstant. Die Anzahl der in den Detektionsschichten erzeugten Photonen korreliert somit direkt mit der Anzahl der Overshoot-Löcher. In Abbildung 4.8 ist die Intensität des Spontanlichts aus den Detektionsschichten

für unterschiedliche Operationsströme dargestellt. Berücksichtigt man die spektrale Verteilung, so kann die experimentell detektierte Photonenzahl berechnet werden. Da es sich nicht um absolute Messwerte der Intensitäten handelt, wurde die Photonenzahl auf den Wert bei 350 mA normiert.

Basierend auf der Tatsache, dass der Overshoot von Elektronen keinen Einfluss auf die stromabhängige Abnahme der Injektionseffizienz zeigte, wird dieser Effekt dem Overshoot von Löchern zugeschrieben. Mit dieser Annahme gilt für den strahlenden Rekombinationsstrom ρ in den Detektionsschichten

$$\rho(I) \propto B \cdot (1 - \eta_{\text{inj}}) \cdot I \quad , \quad (4.8)$$

wobei B der strahlende Rekombinationsparameter in den Detektionsschichten und η_{inj} die Injektionseffizienz in die grünen Quantenfilme ist. Dieser Zusammenhang bedeutet, dass die strahlende Rate in den Detektionsschichten bei einer konstanten, aber von 1 verschiedenen Injektionseffizienz, direkt proportional zum Operationsstrom wäre. Anhand der in Abbildung 4.6 gezeigten L - I -Kennlinie lässt sich nach den Ergebnissen aus 3.3 für die Injektionseffizienz in die Quantenfilme eine linear mit dem Strom abnehmende Funktion bestimmen

$$\eta_{\text{inj}}(I) = \eta_{\text{inj}}^0 - a I \quad , \quad (4.9)$$

wobei η_{inj}^0 die Injektionseffizienz an der Schwelle und a ein Fitparameter zur Beschreibung der Abnahme mit steigendem Strom ist. Die relative Abnahme der Steilheit der Teststruktur ist vergleichbar mit den Werten aus Kapitel 3. Kombiniert man nun die stromabhängige Abnahme von η_{inj} aus Gleichung 4.9 mit der Abhängigkeit des Rekombinationsstroms in den Detektionsschichten gemäß Formel 4.8 so erhält man eine quadratische Abhängigkeit der Photonenzahl vom Operationsstrom

$$\rho(I) \propto B(1 - \eta_{\text{inj}}(I))I = dI^2 + eI + f \quad , \quad (4.10)$$

wobei d, e und f Fitparameter sind. Diese Fitparameter könnten mit der Ladungsträgerlebensdauer τ_N , τ_P und dem strahlenden Rekombinationsparameter B korreliert werden, wenn die Messmethode eine absolute Bestimmung der Intensitäten erlauben würde. Da dies nicht der Fall ist, gibt der Zusammenhang aus Formel 4.10 nur den qualitativen Verlauf der Photonenzahl als Funktion des Stromes wieder. In Abbildung 4.9 ist die experimentell bestimmte Photonenzahl in Abhängigkeit des Stromes dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist der Fit, basierend auf Gleichung 4.10. Die gute Übereinstimmung des Fits, basierend auf den gemachten Annahmen und den experimentellen Daten, korreliert die abnehmende Injektionseffizienz η_{inj} bei grünen Laserdioden mit steigendem Lochovershoot auf die n -Seite.

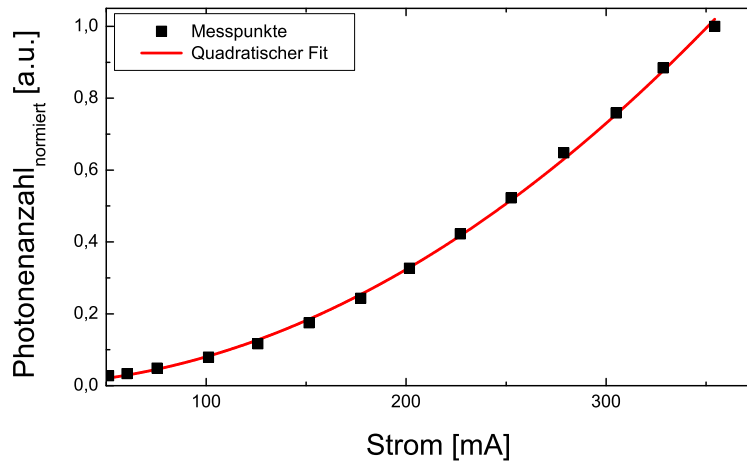


Abbildung 4.9: Anzahl der Photonen aus den in Abbildung 4.8 gezeigten Spektren als Funktion des Operationsstromes. In Rot ist der auf Gleichung 4.10 basierende Fit unter Annahme eines konstanten Verhältnisses der strahlenden und der nicht-strahlenden Rekombinationsrate eingezeichnet.

Dieses experimentelle Ergebnis steht in Widerspruch zu Simulationen nach Sizov et al. [125], nach denen in Laserstrukturen mit *c*-plane Orientierung der Ladungsträgertransport eine inhomogene Ladungsträgerverteilung innerhalb der Quantenfilmen verursacht. Dies betrifft vor allem den Transport von Löchern, sodass im Falle mehrerer Quantenfilme im Wesentlichen nur die *p*-seitigen Töpfe ausreichend befüllt werden. Diese Asymmetrie ist laut Sizov et al. [122, 124, 125] die Ursache des von ihnen beobachteten Anstieges der Schwelle mit zunehmender Quantenfilmanzahl bei grünen Laserstrukturen mit *c*-plane Orientierung im *EL*-Betrieb wie in Abbildung 4.10 b) gezeigt. Demgegenüber steht die gleichbleibende Schwellstromdichte für Laserdioden auf semi-polaren Substraten sowohl im *EL*-Betrieb als auch bei optischem Pumpen, dargestellt in 4.10 a).

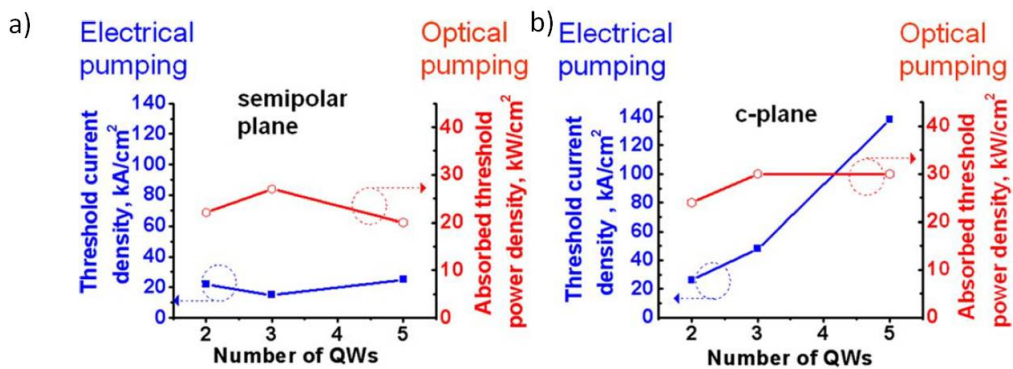


Abbildung 4.10: Schwellstromdichte als Funktion der Quantenfilmanzahl für a) semipolare und b) *c*-plane basierte, grüne Laserstrukturen aus [125].

Die inhomogene Ladungsträgerverteilung in InGaN-basierten *MQW*-Strukturen ist ebenfalls Gegenstand zahlreicher Untersuchungen an kommerziellen Leuchtdioden. Hierbei berichten Zhu et al. [151] ebenfalls von einer stark asymmetrischen Ladungsträgerverteilung innerhalb der Quantenfilme, die mittels *IQE*-Analyse und Simulationen untersucht wurde. Um eine gleichmäßigere Verteilung der Ladungsträger zu erreichen, setzten Zhu et al. [151] auf eine asymmetrische Dotierung der Barrieren zwischen den einzelnen Quantenfilmen. Einen weiteren Ansatz mit demselben Ziel verfolgten Ni et al. [97], indem sie die Dicke der Barrieren variierten und statt, wie Zhu et al. [151], auf InGaN-Barrieren setzten.

Die im Abschnitt 4.3 untersuchte Teststruktur hingegen basierte auf der Verwendung von identisch dotierten GaN-Barrieren [64] und der [0001]-Wachstumsrichtung. Entgegen den theoretischen Vorhersagen und den Daten anderer Gruppen gelangen Löcher über die MQW-Region auf die *n*-Seite. Somit ist der Lochtransport in der Struktur besser als bislang angenommen.

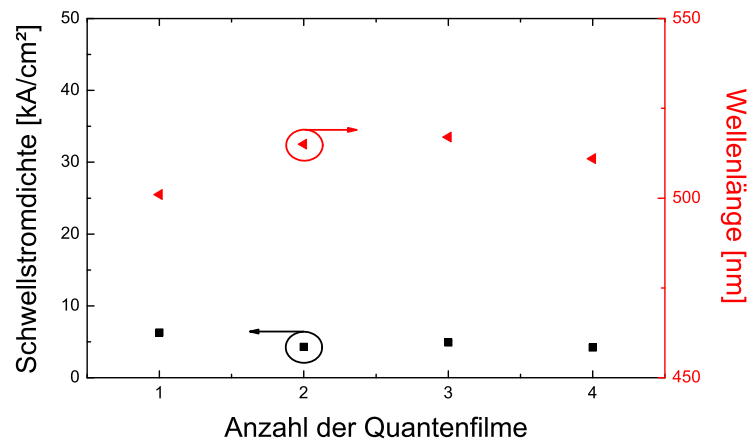


Abbildung 4.11: Schwellstromdichte und Wellenlänge als Funktion der Quantenfilmanzahl von grünen Laserdioden.

Den guten Lochtransport kann man nun nutzen, um mehrere Quantenfilme homogen zu pumpen. In Abbildung 4.11 ist die Schwellstromdichte von grünen Laserdioden als Funktion der Quantenfilmanzahl gezeigt. Entgegen dem von Sizov et al. [122, 124, 125] berichteten Anstieg der Laserschwelle, zeigen diese Dioden keine systematische Abhängigkeit der Schwellstromdichte von der Quantenfilmanzahl. Ein weiteres Argument gegen ungleichmäßig gepumpte Ladungsträgerverteilung ist die Stetigkeit der *L-I*-Kennlinien. Gemäß Scheibenzuber et al. [113] äußert sich ungleichmäßiges Pumpen von Quantenfilmen in InGaN-Laserdioden durch Unstetigkeiten an der Schwelle in der *L-I*-Kennlinie, sogenannten Kinks, wie in Abbildung 4.12 a) dargestellt.

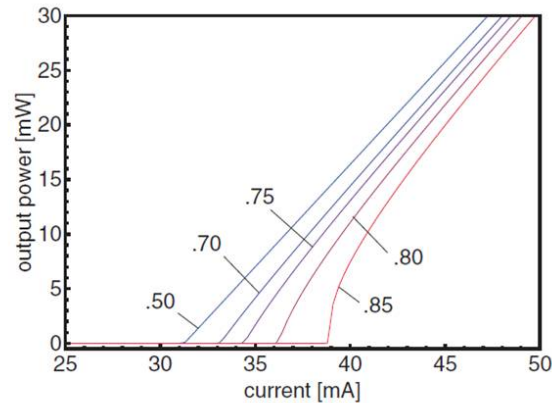


Abbildung 4.12: Kink an der Schwelle aufgrund ungleichmäßig gepumpter Quantenfilme in einem Ridgelaaser nach Scheibenzuber et al. [113]. Die Zahlen stehen für die prozentuale Verteilung der Ladungsträger auf die beiden Quantenfilme.

Die Kennlinien der grünen Laserdioden mit unterschiedlicher Quantenfilmanzahl, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, wiesen keine derartigen Sprünge in der optischen Ausgangsleistung auf. Die entsprechenden Kennlinien sind in Abbildung 4.15 gezeigt. Eine inhomogene Ladungsträgerverteilung wird somit ausgeschlossen.

4.5 Analyse der Einflussgrößen auf den Ladungsträgertransport

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Ladungsträgertransport in grünen Laserstrukturen untersucht. Dabei zeigte sich, dass sowohl Elektronen als auch Löcher unzureichend von den Quantenfilmen eingefangen werden. Diese Ladungsträger gehen durch parasitäre Rekombinationsprozesse außerhalb der Quantenfilme für die Verstärkung der optischen Mode verloren. Die stromabhängige Abnahme der Injektionseffizienz wurde mit einer Zunahme der Overshoot-Löcher korreliert. Gemäß theoretischen Vorhersagen ist das Design der aktiven Zone sowie die Kristallrichtung maßgeblich für den Einfang der Ladungsträger verantwortlich. Im nächsten Abschnitt wird daher die Abhängigkeit des Lochovershoots von der Quantenfilmanzahl sowie der Emissionswellenlänge untersucht.

4.5.1 Abhängigkeit der Injektionseffizienz vom Piezoeffekt

Die in GaN-basierenden Halbleitern auftretenden internen, elektrischen Felder sind ein wesentlicher Unterschied zu anderen Materialsystemen. Insbesondere für die hier verwendete Kristallrichtung (c-plane) bestimmen die Felder nicht nur die optischen Eigenschaften, wie die Verstärkung [122], sondern auch den Ladungsträgertransport.

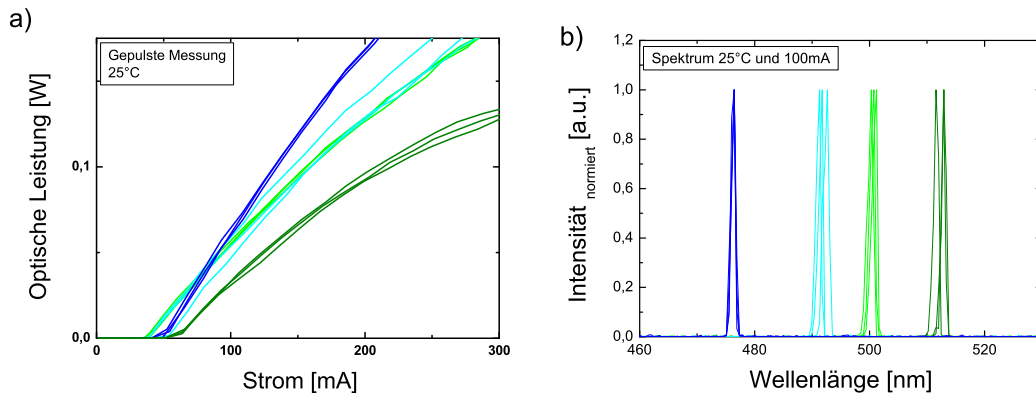


Abbildung 4.13: a) Gepulste Kennlinien einer Wellenlängenserie bei 25°C. Die Absolutwerte von Schwellen und Steilheiten sind aufgrund verschiedener Verspiegelungen nicht direkt miteinander vergleichbar. b) Die zugehörigen Spektren der Wellenlängenserie bei einem Operationsstrom von 100mA.

Im Folgenden soll der Einfluss der Wellenlänge und der internen Feldern auf den unzureichenden Einfang der Löcher in die Quantenfilme untersucht werden. Die Wellenlänge kann grundsätzlich auf zwei Arten beeinflusst werden. Bei gleichem Indiumgehalt nimmt die Wellenlänge mit abnehmender QW-Dicke ab.

Bei den hier analysierten Laserdioden wurde die Wellenlänge jedoch bei gleichbleibender Quantenfilmdicke durch eine Variation des Indiumgehalts verändert. Neben der Wellenlänge steigt bei zunehmendem Indiumgehalt gleichzeitig die Stärke der internen Felder an. Die entsprechenden Spektren bei 25°C unter Pulsbedingungen bei je 100mA sind für je drei Laserdioden in Abbildung 4.13 b) gezeigt. Der Wellenlängenbereich geht von 476 bis 513nm.

Müller et al. [85] haben bereits gezeigt, dass der optische Gewinn in *c*-plane basierten Laserdioden bei hohen Indiumgehalten abnimmt. Um dennoch vergleichbare Laserschwelen zu erhalten, wurde für die kurzwelligen Bauelemente eine niedrigere Verspiegelung der Auskoppelfacetten gewählt. Somit sind die Absolutwerte der Schwellen und Steilheiten nicht direkt vergleichbar und es muss auf eine zum Abschnitt 4.1 analoge Betrachtung zurückgegriffen werden.

Hierbei wurden die Steilheiten auf den Wert bei 100mA normiert. Gemäß der in Abschnitt 3.3 bestimmten linearen Abnahme der Injektionseffizienz mit zunehmendem Operationsstrom kann dann die prozentuale Abnahme bestimmt werden. Die prozentuale Abnahme der Steilheit ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Die Ursache der stromabhängigen Steilheit wurde in 3.3 mit einer Reduktion der Injektionseffizienz, basierend auf unzureichendem Ladungsträgereinfang, erklärt. Diese Abnahme konnte dann mit Hilfe einer Teststruktur im vorherigen Abschnitt mit einer Zunahme

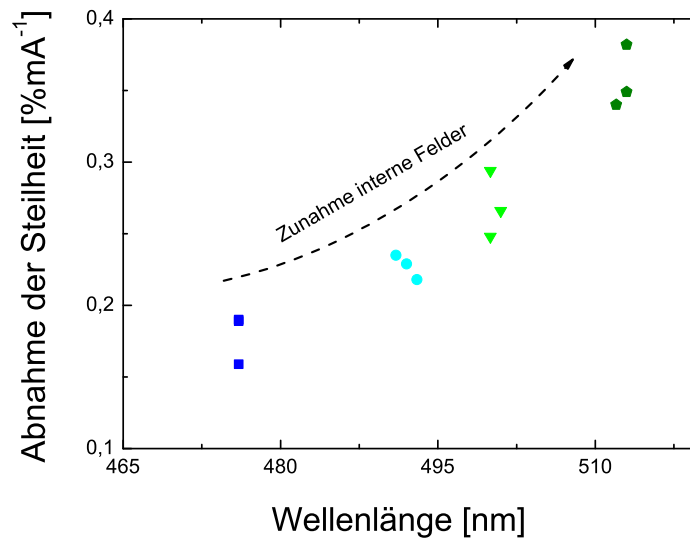


Abbildung 4.14: Prozentuale Abnahme der normierten Steilheit in Abhängigkeit der Emissionswellenlänge für gepulste L - I -Kennlinien.

der Overshoot-Löcher korreliert werden.

Anhand der gezeigten Daten erkennt man, dass mit zunehmendem Indiumgehalt der Locheneinfang immer schlechter wird. Dies wird durch den Anstieg der prozentualen Abnahme der Steilheit belegt. Das bedeutet, dass die internen elektrischen Felder sowie die Heterogrenzen einen maßgeblichen Einfluss auf den elektrischen Transport und insbesondere auf den Einfang von Löchern in die Quantenfilme haben. Allerdings nimmt mit steigendem Indiumgehalt auch die Materialqualität ab. Anhand der experimentellen Daten ist eine eindeutige Separation der beiden Effekte nicht möglich.

4.5.2 Abhängigkeit der Injektionseffizienz von der Quantenfilmanzahl

Mit Hilfe der Wellenlängenserie aus Abschnitt 4.5.1 konnte gezeigt werden, dass die internen elektrischen Felder sowie die Tiefe der Quantenfilme maßgeblichen Einfluss auf den Ladungsträgertransport, insbesondere auf den Einfang von Löchern in die Quantenfilme haben. Neben der Tiefe der Quantenfilme müsste auch die Anzahl der Quantenfilme einen Einfluss auf die Einfangwahrscheinlichkeit der Ladungsträger haben. Gemäß den theoretischen Vorhersagen, basierend auf Simulationen mit nextnano [102] (vgl. 4.17 b) und Silense [126] oder dem von Sizov et al. beschriebenen Modell [125], müsste die Wahrscheinlichkeit für Ladungsträgerovershoot mit zunehmender Quantenfilmanzahl abnehmen. Um den Einfluss der Anzahl der Quantenfilme auf den Ladungsträgertransport zu evaluieren, wurden entsprechende Teststruk-

turen hergestellt, bei denen die Anzahl der Quantenfilme von eins bis vier variiert wurde. Der strukturelle Aufbau ist mit dem aus Abschnitt 2.8 vergleichbar. Die entsprechenden L - I -Kennlinien sind in Abbildung 4.15 gezeigt.

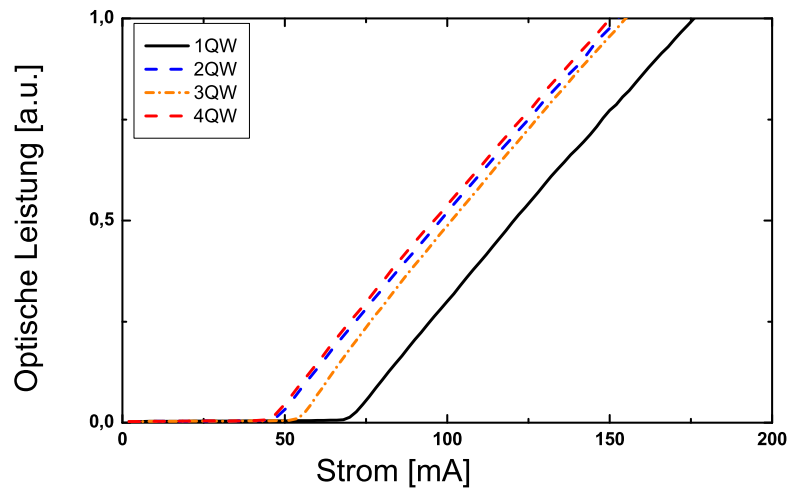


Abbildung 4.15: L - I -Kennlinien unter Pulsbedingungen bei 25°C für grüne Laserdioden mit unterschiedlicher Anzahl an Quantenfilmen.

Beim Vergleich der Kennlinien zeigt sich kein systematischer Einfluss auf die Laserdaten, insbesondere auf die Steilheit. Dies bedeutet, dass die Strukturvariation keinen Einfluss auf die Absolutwerte der Injektionseffizienz hat, wie es im Falle der EBL-Serie aus 4.1 beobachtet wurde.

Auch die Stromabhängigkeit der Steilheit bzw. der Injektionseffizienz ist bei allen Proben vergleichbar. Das bedeutet, dass sich die Wahrscheinlichkeit für den Einfang der Löcher nicht wesentlich mit der Quantenfilmanzahl ändert. Dieses Ergebnis verdeutlicht einmal mehr, dass die bisher für den Ladungsträgertransport in InGaN-basierten Bauelementen verwendeten Transportmodelle die Wirklichkeit nur unzureichend beschreiben. Einen Vergleich von Simulationsergebnissen mit experimentellen Daten wird in Abschnitt 4.6 gezeigt.

4.6 Vergleich Simulation mit experimentellen Daten

Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht, die experimentellen Daten mit Hilfe von kommerziell erhältlicher Simulationssoftware nachzubilden bzw. physikalische Einflussparameter der Injektionsproblematik bei grünen Laserdioden zu identifizieren. Neben dem bereits mehrfach erwähnten Nextnano⁺⁺ [102] wurde auch das Simulationsprogramm Silense [126] evaluiert. Im Gegensatz zu Nextnano⁺⁺ [102] bietet Silense [126] den Vorteil, dass stimulierte Rekombinationsprozesse sowie die Führung

der optischen Mode und die internen Absorptionsverluste berücksichtigt werden. Dies erlaubt die Berechnung der Verstärkung sowie die Bestimmung einer Laserschwelle.

Beide Programme sind jedoch in ihren Möglichkeiten limitiert, wobei es durchaus Unterschiede in der Art der Begrenzung gibt. Da es sich bei Nextnano nicht um ein Lasersimulationsprogramm handelt, können weder die Bauteilgeometrie, Verspiegelung noch die stimulierte Emission berücksichtigt werden. Zudem hat der Algorithmus der Software Konvergenzprobleme bei hohen Indiumgehalten und großen Stromdichten.

Silense [126] hingegen bietet als Lasersimulationssoftware zwar die Möglichkeit, die Wellenführung, die optischen Verluste, die Verstärkung sowie die Bauteilparameter zu berücksichtigen, allerdings basiert der Ladungsträgertransport auf phänomenologisch einstellbaren Parametern, mit denen experimentelle Daten leichter nachgebildet werden können. Ab der Laserschwelle wird aus den dort vorliegenden Werten der internen Verluste, der Spiegelverluste, der Injektionseffizienz sowie der Wellenlänge eine L - I -Kennlinie extrapoliert. Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen der Injektionseffizienz erfolgten jedoch oberhalb der Schwelle, sodass ein direkter Vergleich der Daten nicht sinnvoll ist.

Weitere Probleme für beide Programme resultieren aus der Tatsache, dass die für die Berechnungen notwendigen Parameter nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind. Der verwendete 2D-Ansatz berücksichtigt zudem keine lateralen Inhomogenitäten innerhalb der Quantenfilme, wie Indiumfluktuationen oder Stromaufweitung. Beide Programme sind somit nur bedingt geeignet, um den Ladungsträgertransport in langwelligen InGaN-basierten Laserstrukturen zu untersuchen.

Trotz der beschriebenen Beschränkungen sind beide Programme in der Lage, Spannungstrends richtig vorherzusagen. Als Beispiel ist in Abbildung 4.16 a) die Abnahme der Operationsspannung bei Reduktion des Aluminiumgehaltes in der Elektronenbarriere gezeigt. Die experimentell bestimmten Werte für die gerechneten Strukturen sind in 4.3 dargestellt.

Die Absolutwerte sind nicht vergleichbar, da bei den simulierten Strukturen die Dicke der Bulkschichten verringert wurde, um die Rechenzeit zu minimieren. Eventuelle Kontaktwiderstände wurden in der Simulation nicht berücksichtigt, was zu einer weiteren Diskrepanz der Absolutwerte führen kann.

In Abschnitt 4.2 wurde für diese EBL-Serie die Abnahme der Injektionseffizienz anhand gepulster L - I -Kennlinien untersucht. Auch dieser Trend wird von beiden Simulationsprogrammen trotz der oben genannten Beschränkungen richtig wiedergegeben, wie in Abbildung 4.16 b) gezeigt.

Allerdings fällt bei der Betrachtung der Stromdichteverteilung in Darstellung 4.17 a)

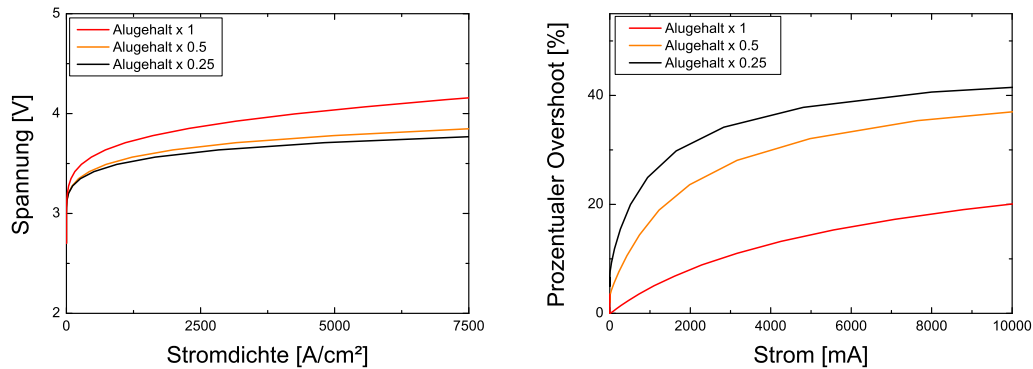


Abbildung 4.16: a) Mit Nextnano⁺⁺ [102] simulierte Spannung der EBL-Serie aus Abschnitt 4.2. b) Simuliertes Ladungsträgerleakage der EBL-Serie in Abhängigkeit des Operationsstromes.

auf, dass die Simulationen keinerlei Lochovershoot auf die n -Seite wiedergeben. Dies wurde jedoch mittels einer Detektionsschicht eindeutig in Abschnitt 4.4.1 nachgewiesen. Die Ursache für diese Diskrepanz ist in den zugrundeliegenden Transportmodellen zu suchen, die die Wirklichkeit nur unzureichend wiedergeben.

Eine weitere Abweichung von Simulation und Experiment ergibt sich im Falle von Strukturen mit unterschiedlicher Anzahl von Quantenfilmen. Während im Experiment (vgl. 4.5.2) keine Abhängigkeit der Injektionseffizienz von der QW-Anzahl beobachtet wurde, zeigen die Simulationsergebnisse von beiden Programmen eine Abnahme des Ladungsträgerovershoots. In Abbildung 4.17 b) ist der simulierte Anteil der Elektronenstromdichte, welche auf die p -Seite gelangt, als Funktion der Operationsspannung dargestellt. Das gezeigte Verhältnis der Gesamtstromdichte zur Overshootstromdichte, nimmt mit der QW-Anzahl ab. In Abschnitt 4.5.2 wurde jedoch durch den Vergleich der Steilheiten einer Quantenfilmanzahlserie gezeigt, dass die Injektionseffizienz nicht von der Quantenfilmanzahl abhängt.

Die Entwicklung geeigneter Transportmodelle übersteigt den Rahmen dieser Arbeit, aber anhand der vorgestellten Ergebnisse kann man zukünftige Simulationsergebnisse auf Plausibilität überprüfen.

4.7 Fazit des Ladungsträgertransportes in grünen Laserstrukturen

In diesem Kapitel wurde der Ladungsträgertransport in grünen InGaN-basierten Laserdioden untersucht, um die Ursache der experimentell beobachteten Abnahme der Injektionseffizienz zu identifizieren. Der Elektronentransport wurde mit Hilfe einer Variation des Aluminiumgehalts in der Elektronenbarriere analysiert. Die Aufgabe

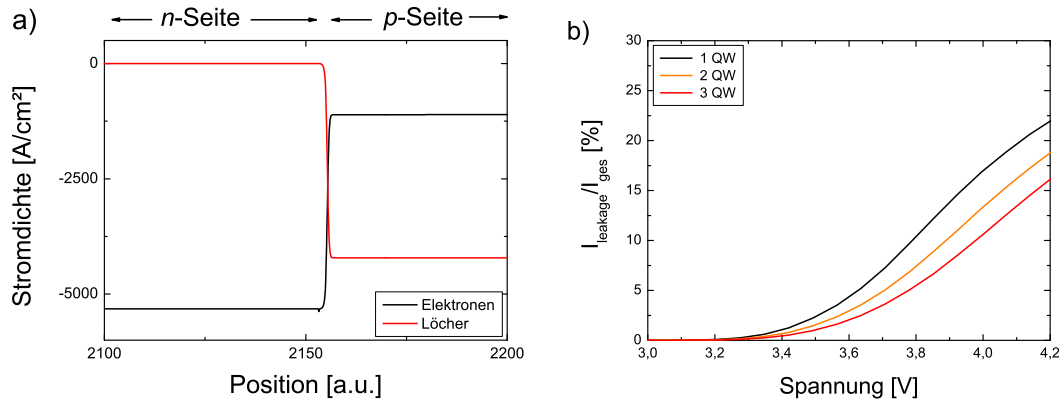


Abbildung 4.17: a) Mit Nextnano⁺⁺ [102] simulierte Stromdichte als Funktion der Schichtdicke. b) Prozentualer Anteil der Elektronenstromdichte, die durch Overshoot-Prozesse auf die *p*-Seite gelangt, für 1, 2 und 3 Quantenfilme.

der Elektronenbarriere, bei der es sich um eine *p*-seitige AlGaIn-Schicht handelt, ist es zum einen, die Quantenfilme während des Wachstumsprozesses zu schützen. Zum anderen soll sie das Vordringen von Elektronen, welche nicht von den Quantenfilmen eingefangen werden, auf die *p*-Seite verhindern. Der in Abschnitt 4.2 beobachtete Anstieg der Laserschwelle und die Abnahme der Steilheit wurde mit einer Reduktion der Injektionseffizienz korreliert. Der Absolutwert von η_{inj} wird somit maßgeblich durch die Qualität der EBL beeinflusst.

Der Vergleich der relativen Abnahme der Steilheit in Abbildung 4.4 b) zeigt jedoch, dass die Injektionseffizienz als Funktion des Operationsstroms unabhängig von der Qualität der Elektronenbarriere vergleichbar abnimmt. Diese stromabhängige Reduktion von η_{inj} wurde mit Hilfe einer speziellen Teststruktur mit einem stromabhängigen Lochovershoot korreliert. Der wesentliche Unterschied zu herkömmlichen Laserstrukturen ist die Verwendung einer *n*-seitigen InGaIn-Detektionsschicht. Im Unterschied zu einem Ansatz von Galler et al. [29] wurde explizit auf die Benutzung von Quantentrögen, die bei anderen Wellenlängen emittieren, verzichtet. Die Verwendung von Bulkschichten bedeutet, dass die Ladungsträgerdichte innerhalb der Schicht nicht so groß wird, dass die mit der dritten Potenz skalierenden Auger-Verluste eine bedeutende Rolle spielen. Dadurch kann die experimentell beobachtete, lineare Abnahme der Injektionseffizienz mit einem stromabhängigen Lochovershoot in Verbindung gebracht werden. Das theoretische Modell für die Rekombination von Minoritäten in hochdotierten Schichten basiert auf den Betrachtungen von Shockley und Read [120].

Der Vergleich von Simulationen, basierend auf kommerziellen Programmen (Nextnano und Silense) und experimentellen Ergebnissen, zeigt, dass trotz diverser Limitierungen der Programme Trends richtig vorhergesagt werden können. Dies betrifft

beispielsweise das Verhalten der Spannung bei der Reduktion des Aluminiumgehalts oder die damit verbundene Reduktion der Injektionseffizienz.

Allerdings war keines der verwendeten Simulationstools in der Lage, den nachgewiesenen, unzureichenden Einfang von Löchern in die Quantenfilme zu beschreiben. Auch der Ladungsträgertransport im Falle mehrerer Quantenfilme wurde nicht richtig beschrieben. Die Ursache für die noch zum Teil bestehende Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment besteht in der noch unzureichenden Beschreibung des Ladungsträgertransports. Die zugrundeliegenden Modelle beschreiben die Wirklichkeit noch nicht im ganzen Umfang, sondern geben nur einen Teil der Realität wieder. Allerdings übersteigt die Entwicklung eines neuartigen Transportmodells den Rahmen dieser Arbeit. Künftige Transportmodelle können jedoch an den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit auf Plausibilität hin untersucht werden. Ein künftiges Modell muss somit den unzureichenden Einfang von Löchern richtig beschreiben.

Experimentell wurde der Einfluss der internen Felder und der Emissionswellenlänge auf den Ladungsträgertransport durch eine Variation des Indiumgehalts in den Quantenfilmen untersucht. Gemäß den Ergebnissen von Müller [85] ist bekannt, dass die Verstärkung mit steigender Emissionswellenlänge abnimmt. Dies liegt unter anderem an der Tatsache, dass die inhomogene Verbreiterung bei sinkender Bandlücke zunimmt [63]. In Abbildung 4.14 ist die prozentuale Abnahme der Steilheit als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Der Indiumgehalt bestimmt somit nicht nur die modale Verstärkung, sondern auch maßgeblich den Lochtransport.

Kapitel 5

Bestimmung der Rekombinationsparameter in langwelligen InGaN-Laserdioden

In den ersten beiden Kapiteln wurde der Ladungsträgertransport in grünen Laserstrukturen mit *c*-plane Orientierung untersucht. Sowohl für Elektronen als auch für Löcher wurde ein unzureichender Einfang von Ladungsträgern in die Quantenfilme nachgewiesen. Die stromabhängige Abnahme der Injektionseffizienz konnte mit einem zunehmenden Lochovershoot korreliert werden. Die bisherigen Analysen beruhten auf der Untersuchung gepulster *L-I*-Kennlinien, wobei im Wesentlichen nur die Steilheit betrachtet wurde.

In den Kapiteln 6 und 7 soll der Einfluss der stromabhängigen Injektionseffizienz auf die Schwelle analysiert werden. Dies betrifft sowohl die Abhängigkeit der Laserschwelle von der Temperatur als auch die zeitliche Entwicklung der Schwelle während des elektrischen Betriebs. Die Laserschwelle hängt neben η_{inj} auch von der materialspezifischen Verstärkung, dem Überlapp der optischen Mode mit dem elektrisch gepumpten Bereich und der Ladungsträgerlebensdauer ab.

Die Verstärkung kann mit Hilfe von Hakki-Paoli-Messungen bestimmt werden, wobei man den Gewinn als Funktion des Operationsstromes erhält. Für die Modellierung hingegen ist die Verstärkung in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte innerhalb der Quantenfilme erforderlich. Die notwendige Umrechnung des Stromes in Ladungsträgerdichte bei Laserdioden erfordert die Berücksichtigung der Injektionseffizienz, aber auch der internen Rekombinationsparameter. Diese bestimmen auch die Ladungsträgerlebensdauer, welche ebenfalls in die Schwelle eingeht.

Für die Analyse der Rekombinationsparameter in InGaN-basierten Laserdioden ist zunächst eine Messung der Elektrolumineszenz unterhalb der Schwelle erforderlich. Bei der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methode reicht eine relative Messung der Elektrolumineszenz aus, wobei die stimulierte Emission den Effizienzverlauf

nicht beeinflussen darf (siehe Abschnitt 5.3). Mit Hilfe eines erweiterten Ansatzes, basierend auf der Methode nach C. van Opdorp und G. Hooft [139], werden unter Berücksichtigung der nicht-idealen Injektionseffizienz dann die Verhältnisse der Rekombinationsparameter in blauen und grünen Laserdioden in Abhängigkeit der Temperatur bestimmt. In Kombination mit der gemessenen Ladungsträgerlebensdauer erhält man daraus die Absolutwerte der internen Rekombinationsparameter.

5.1 Rekombination in InGaN-basierten Laserdioden

Das Verhalten einer Laserdiode unterhalb der Schwelle ist mit dem einer herkömmlichen Leuchtdiode (LED) vergleichbar. Im Falle von InGaN-basierten Leuchtdioden kann für die Beschreibung der experimentellen Daten das ABC-Ratenmodell herangezogen werden [28, 30, 114]. Charakteristisch hierfür ist die abnehmende Effizienz der Bauteile bei hohen Ladungsträgerdichten bzw. Operationsströmen. Dieser Effekt ist allgemein unter dem Namen 'Droop' bekannt (engl. droop = Abnahme). Die Abnahme der Effizienz hängt von der Emissionswellenlänge ab, wobei der Trend mit wachsendem Indiumgehalt in den Quantenfilmen zunimmt. Da auch die Effizienz von phosphidhaltigen Halbleiterverbindungen in diesem Wellenlängenbereich sehr gering ist, wird er auch als sogenanntes 'green-gap' bezeichnet.

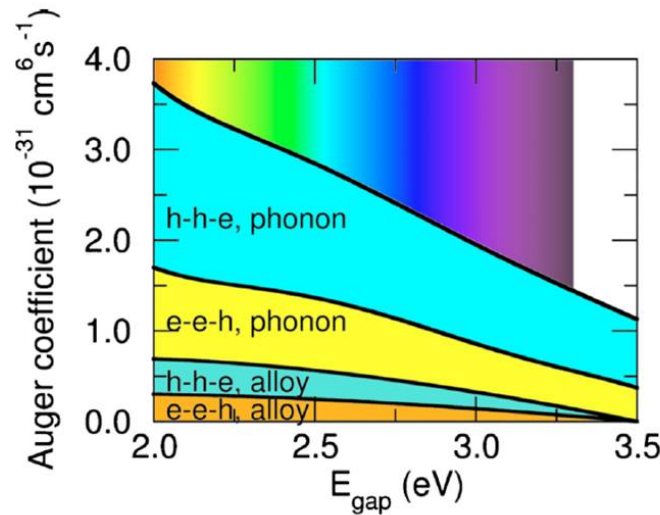


Abbildung 5.1: Von Kioupakis et al. [57] berechnete Teilbeiträge zum Augerkoeffizient C .

Die Ursache für diesen Verlust an Effizienz bei Nitriden ist seit einigen Jahren Gegenstand intensiver Diskussionen und Forschung. Unter anderem wurden Ladungsträgerleakage [56, 108], Defektrekombination [12, 35, 82] oder Augerprozesse [33, 57, 118] als mögliche Ursachen benannt. Theoretische Berechnungen in jüngerer Zeit haben gezeigt, dass durch die Berücksichtigung der Wechselwirkung von

Ladungsträgern mit Phononen die Wahrscheinlichkeit für Augerprozesse in InGaN-basierten Bauelementen deutlich ansteigt und somit die Effizienzabnahme erklären kann [57].

Die einzelnen Beiträge zum Augerkoeffizienten C sind in Abbildung 5.1 als Funktion der Bandlücke dargestellt. Zum effektiven Augerkoeffizienten tragen phononenassistierte Loch-Loch-Elektron- (h-h-e) und Elektron-Elektron-Loch- (e-e-h) Prozesse sowie materialabhängige h-h-e und e-e-h Streuvorgänge (engl. 'alloy-scattering') bei. Weiter unterstützt wird die Hypothese, dass Rekombination über Augerprozesse für den Droop verantwortlich sind, durch die experimentellen Ergebnisse verschiedener Gruppen [7, 48].

Damit in einer Laserdiode die Schwelle erreicht wird, muss eine bestimmte Ladungsträgerdichte N_{th} in den Quantenfilmen erreicht werden. Die zugehörige Schwellstromdichte j_{th} hängt gemäß Formel 2.27 von der Verspiegelung ab, wobei sich typische Werte von einigen kA/cm^2 für blaue [85, 106] bzw. grüne Laserdioden [4, 37, 125, 131] ergeben. Betrachtet man den Verlauf der Effizienz von InGaN-Lasern [83, 85, 110] in dem entsprechenden Wellenlängenbereich, zeigt sich, dass die Effizienz bei diesen Stromdichten bereits deutlich vom 'Droop' beeinflusst wird. Des Weiteren konnte eine Korrelation zwischen nicht-strahlenden Zentren innerhalb der aktiven Zone und dem Alterungsverhalten hergestellt werden [71, 75]. Die exakte Bestimmung der Rekombinationsparameter in InGaN-basierten Laserdioden ist sowohl für Simulationen, aber auch für die Untersuchung der Alterungsmechanismen von großer Bedeutung.

5.2 Bestimmung der Injektionseffizienz

Für die Bestimmung der Rekombinationsparameter ist unter anderem die Kenntnis der Absolutwerte der Injektionseffizienz erforderlich. Während die Injektionseffizienz bei LEDs eine nicht direkt experimentell zugängliche Größe ist, kann sie bei Laserdioden über die Analyse der Steilheit ermittelt werden. Das bedeutet, dass η_{inj} auch bei Laserdioden nur oberhalb der Schwelle bestimmt werden kann. Über das Verhalten der Injektionseffizienz bei kleinen Strömen kann keine eindeutige Aussage getroffen werden. Die Bestimmung von η_{inj} über die Steilheit (vgl. Formel 3.1) bietet den Vorteil, dass diese anders als beispielsweise die Schwelle nicht von den internen Rekombinationsparametern abhängt. Auf diese Weise gelingt eine eindeutige Trennung der internen Effizienz und der Injektionseffizienz.

Die Injektionseffizienz kann mit Hilfe verschiedener Verspiegelungen [83] bzw. Resonatorlängen [18, 47] bestimmt werden. Im vorliegenden Fall wird eine Kombination beider Methoden verwendet.

Zuerst werden unverspiegelte Barren gemessen. Nach dem Aufbringen der entsprechenden Facettenverspiegelungen werden dieselben Barren erneut gemessen und an-

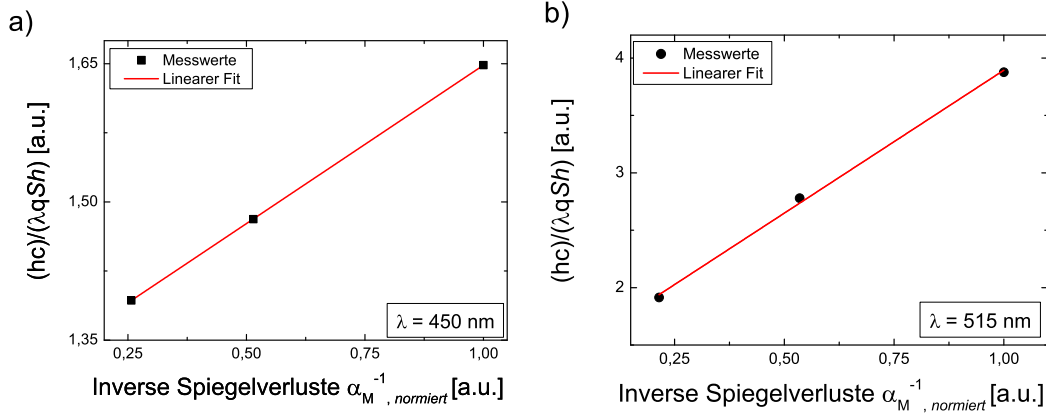


Abbildung 5.2: Auftragung experimenteller Daten von blauen und grünen Lasern mit unterschiedlichen Resonatorlängen bzw. Verspiegelungen zur Bestimmung der Injektionseffizienz.

schließend halbiert. Durch die Reduktion der Resonatorlänge ergibt sich gemäß Formel 2.23 eine weitere Variation der Verspiegelung. Für die Auswertung wird Gleichung 3.1 umgeformt zu:

$$\frac{hc}{\lambda q Sh} = \chi = \frac{1}{\eta_{\text{inj}}} + \frac{\alpha_i}{\eta_{\text{inj}}} \frac{1}{\alpha_m} \quad (5.1)$$

Bei der Auftragung der aus experimentellen Daten bestehenden Größe χ gegen die inversen Spiegelverluste kann, wie in Abbildung 5.2 gezeigt, durch eine lineare Extrapolation der Kehrwert der Injektionseffizienz bestimmt werden.

Anhand der experimentellen Daten ergibt sich eine Injektionseffizienz von 77% für die analysierten blauen Laserdioden.

Wie in Kapitel 3 gezeigt, weist sowohl bei blauen als auch bei grünen InGaN-basierten Laserdioden weder α_i noch η_{inj} innerhalb eines Temperaturbereiches von 10°C bis 90°C eine explizite Temperaturabhängigkeit auf. Während bei blauen Laserdioden die Injektionseffizienz unabhängig vom Strom ist, nimmt sie bei grünen Bauelementen mit zunehmendem Operationsstrom ab. Daher ist es wichtig, die Steilheit für die verschiedenen Spiegelverluste bei grünen Lasern innerhalb desselben Strombereiches zu bestimmen. Für die Auswertung wurden die verschiedenen Spiegelvarianten aus Abschnitt 3.3 herangezogen. Die Steilheit wurde bei einer Stromdichte von 10,8 kA/cm² ausgewertet, wobei sich ein η_{inj} von 71% bei dieser Stromdichte ergibt. Die Parameter für die lineare Abnahme der Injektionseffizienz wurden aus Abschnitt 3.3 übernommen.

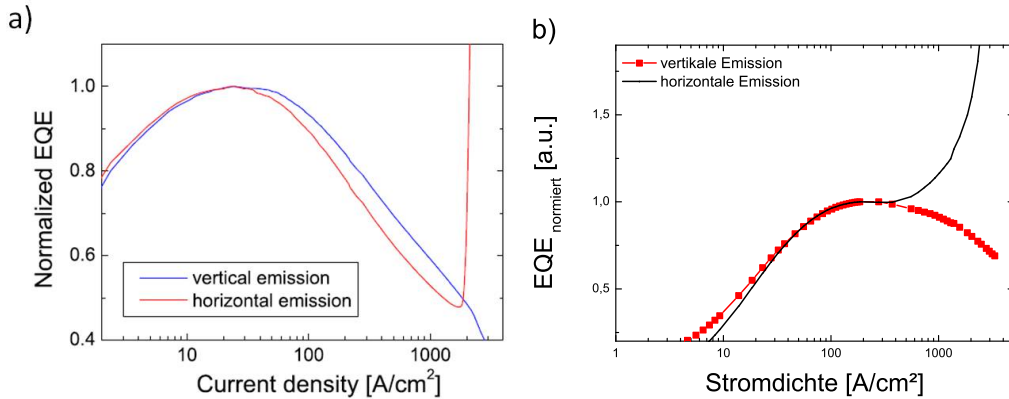


Abbildung 5.3: a) Normierte externe Quanteneffizienz einer blauen Laserdiode als Funktion der Stromdichte für unterschiedliche Emissionsrichtungen aus [110]. b) *EQE* einer auf geringe Ausgangsleistungen bzw. Operationsströme optimierten grünen Laserdiode.

5.3 Einfluss der stimulierten Emission auf den EQE-Verlauf

Wie in Abschnitt 5.4 erläutert, ist bei der in dieser Arbeit verwendeten Methode zur Bestimmung der Rekombinationsparameter eine relative EL-Messung ausreichend, wodurch auch verspiegelte Laserdioden verwendet werden können. Allerdings muss bei der Auswahl der Bauelemente darauf geachtet werden, dass das Maximum der Effizienz genügend Abstand zur Laserschwelle besitzt. Andernfalls kann die Abnahme der Effizienz bei höheren Ladungsträger- bzw. Stromdichten nicht mehr gemessen werden, wodurch die Informationen zur Bestimmung des augerartigen *C*-Parameters fehlen. Auf diese Weise wird vermieden, dass die stimulierte Emission den Verlauf der Quanteneffizienz beeinflusst [117].

In Abbildung 5.3 a) ist eine Auftragung von Ryu et al. [110] gezeigt, bei der der Verlauf der EL-Intensität sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung miteinander verglichen wird. Während die stimulierte Emission durch ihre TE-Polarisation hauptsächlich in horizontaler Richtung emittiert wird, zeigt das durch spontane Rekombination erzeugte Licht keine Vorzugsrichtung. In horizontaler Richtung steigt dementsprechend die Effizienz beim Erreichen der Laserschwelle sprunghaft an, während sie in vertikaler Richtung weiter abnimmt. Durch die vergleichbare Abnahme der Effizienz für beide Richtungen bis zur Schwelle schließen Ryu et al. [110], dass der Einfluss der stimulierten Emission unterhalb der Schwelle vernachlässigt werden kann.

Aufgrund der schlechteren Materialqualität und der damit verbundenen geringeren Verstärkung wird bei grünen Laserdioden in der Regel eine höhere Reflektivität der Auskoppelfacetten gewählt. Dies bedingt zwar eine schlechtere Steilheit, aber auch

niedrigere Schwellen. In Abbildung 5.3 b) ist die externe Quanteneffizienz einer auf geringe Ausgangsleistungen bzw. Operationsströme optimierten, grünen Laserdiode gezeigt. Derartige Bauelemente eignen sich nicht für die Bestimmung der Rekombinationsparameter, da die Abnahme der Effizienz nicht mehr gemessen werden kann. Für die Bestimmung des auferartigen Parameters C fehlen somit die notwendigen Informationen.

5.4 Methode zur Bestimmung der Rekombinationsparameter in InGaN-Laserdioden

Für die Analyse der Rekombinationsparameter in InGaN-basierten Leuchtdioden gibt es verschiedene Ansätze. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode verwendet, bei der zunächst die optische Ausgangsleistung als Funktion des Stromes spektral aufgelöst bestimmt wird. Für die gemessene Gesamtintensität I_{mess} gilt

$$I_{\text{mess}} = \int N_{\text{P}}^*(\nu) h \nu d\nu \quad , \quad (5.2)$$

wobei $N_{\text{P}}^*(\nu)$ die detektierte Photonenrate bei der entsprechenden Energie $h\nu$ ist. Unter Berücksichtigung der spektralen Verteilung lässt sich die gesamte detektierte Photonenrate N_{P}' bestimmen.

Die externe Quanteneffizienz (EQE) gibt das Verhältnis der detektierten Photonen zum Operationsstrom an. Für die externe Quanteneffizienz gilt somit

$$EQE = \frac{q N_{\text{P}}'}{I} \quad , \quad (5.3)$$

wobei q die Elementarladung darstellt. Die interne Quanteneffizienz (IQE) gibt das Verhältnis der erzeugten Photonen N_{P} und den in den Quantenfilmen rekombinierenden Ladungsträgern an.

Nach Formel 2.20 gilt für die IQE folgende Beziehung

$$IQE = \frac{B N^2}{A N + B N^2 + C N^3} \quad , \quad (5.4)$$

wobei innerhalb der Quantentöpfe ein Gleichgewicht zwischen Elektronen und Löchern ($N=P$) angenommen wird. Zudem muss bei der Betrachtung der internen Effizienz die nicht ideale Injektionseffizienz berücksichtigt werden, da Ladungsträger durch Overshoot-Prozesse, wie in Kapitel 4 gezeigt, außerhalb der Quantenfilme rekombinieren. Die interne Effizienz ist wiederum mit der externen Quanteneffizienz über einen konstanten Faktor κ , der im Folgenden Detektionskoeffizient genannt wird, und der Injektionseffizienz verbunden. In den Detektionskoeffizienten geht die

Auskoppleffizienz und die Detektionswahrscheinlichkeit ein:

$$EQE = \kappa \cdot \eta_{inj} \cdot IQE = \kappa \eta_{inj} \frac{B N^2}{A N + B N^2 + C N^3} \quad (5.5)$$

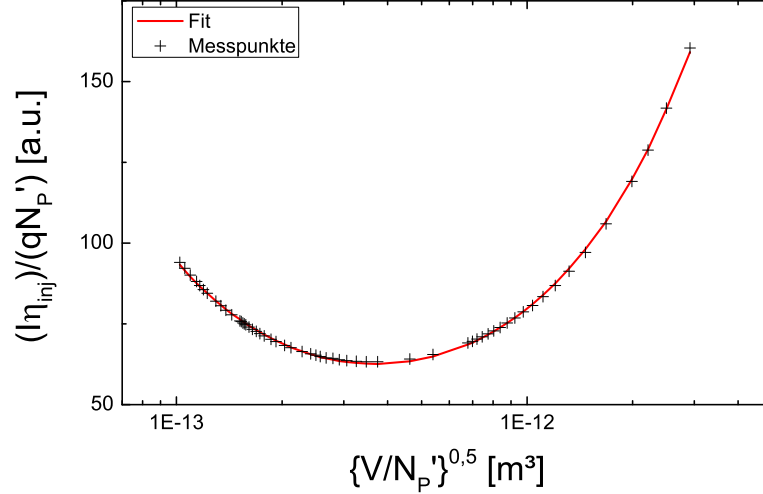


Abbildung 5.4: Die zur Bestimmung der Rekombinationsparameter notwendige Auftragung der experimentellen Daten. In Rot ist der Fit, basierend auf Formel 5.7, eingezeichnet.

Der Detektionskoeffizient korreliert die insgesamt in den Quantenfilmen erzeugten Photonen N_P mit den experimentell detektierten Photonen N'_P . Die erzeugten Photonen lassen sich mit Hilfe des strahlenden Parameters B , des Volumens V der aktiven Zone und der dort vorliegenden Ladungsträgerdichte N berechnen. Es gilt

$$N_P = B N^2 V \quad \text{und} \quad N'_P = \kappa N_P \quad , \quad (5.6)$$

wobei erneut $N=P$ in den Quantenfilmen angenommen wurde. Bildet man den Kehrwert von Gleichung 5.5 und setzt die nach der Ladungsträgerdichte aufgelöste Beziehung 5.6 ein, so erhält man folgenden Zusammenhang:

$$\frac{I \eta_{inj}}{q N'_P} = \left[\frac{A}{\sqrt{B} \kappa} \sqrt{\frac{V}{N'_P}} + \frac{1}{\kappa} + \frac{C}{\sqrt{B^3 \kappa^3}} \sqrt{\frac{N'_P}{V}} \right] \quad (5.7)$$

Eine Möglichkeit, die internen Parameter der Leuchtdioden zu bestimmen, basiert auf einem Ansatz nach C. van Opdorp und G. Hooft [139], der bereits von Müller [85] auf InGaN-basierte Laserdioden angewendet wurde. Bei dieser Art der Auswertung gibt es zum einen die Möglichkeit, den Detektionskoeffizienten zu bestimmen, indem man den die experimentellen Daten bei kleinen Strömen und damit geringen

Ladungsträgerdichten sowie einer niedrigen Anzahl an Photonen auswertet. Unter diesen Umständen kann der dritte Term in Formel 5.7 vernachlässigt werden.

Die andere Möglichkeit der Auswertung besteht darin, die Messungen bei höheren Strömen, d.h. großen Ladungsträgerdichten und einer hohen Anzahl an Photonen, zu betrachten. In diesem Fall kann man den ersten Term von Gleichung 5.7 vernachlässigen. Allerdings ist gerade die Messung der Elektrolumineszenz von Laserdioden bei sehr kleinen Strömen aufgrund der geringen optischen Leistung schwierig. Bei höheren Strömen hingegen beeinflusst die parasitäre ohmsche Erwärmung die Ergebnisse.

Um die Genauigkeit der Analyse zu verbessern, wird ein alternativer Ansatz verfolgt, der bereits bei LEDs erfolgreich angewendet wurde [28, 114].

Zunächst ist die Kenntnis der Injektionseffizienz erforderlich. Oberhalb der Schwelle lässt sich η_{inj} durch die Analyse gepulster Steilheiten bestimmen. Eine entsprechende Untersuchung ist in Abschnitt 5.2 beschrieben. Die Injektionseffizienz unterhalb der Schwelle ist nicht experimentell zugänglich. Aus diesem Grund wird das Verhalten im Laserbetrieb genutzt, um die fehlenden Werte von η_{inj} zu interpolieren. Für blaue Laserdioden wird somit von einer konstanten Injektionseffizienz von 77% ausgegangen und für grüne Bauelemente eine lineare Abnahme als Funktion des Operationsstromes angenommen.

Für die Bestimmung der Rekombinationsparameter wird zunächst, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, die mit dem Strom und der Injektionseffizienz gewichtete gemessene Photonenrate gegen die Wurzel aus dem Quotienten des Volumens der aktiven Zone V und N_p' aufgetragen. Im Unterschied zu der Auswertung nach Müller [85] wird allerdings kein Term aus Gleichung 5.7 vernachlässigt, sondern der gesamte Ausdruck zum Fitten der experimentellen Daten herangezogen. Die experimentellen Daten können über den gesamten Bereich, was drei Größenordnungen im Operationsstrom entspricht, in sehr guter Übereinstimmung nachgebildet werden. Der Fit liefert den Detektionskoeffizienten κ sowie die Verhältnisse der einzelnen Rekombinationsparameter A/\sqrt{B} und $C/\sqrt{B^3}$.

Für die absolute Bestimmung der ABC -Koeffizienten ist allerdings noch eine weitere experimentelle Größe, die Ladungsträgerlebensdauer τ , notwendig. Diese wird mittels einer auf Kleinsignalmodulation basierenden Messmethode ermittelt [23, 114].

Die differentielle Ladungsträgerlebensdauer τ_{diff} ergibt sich unterhalb der Laserschwelle zu [23, 114]

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{1}{A + 2 \cdot B \cdot N_0 + 3 \cdot C \cdot N_0^2} \quad , \quad (5.8)$$

wobei N_0 die Ladungsträgerdichte im Gleichgewichtszustand ist. Da die entsprechenden Verhältnisse der Rekombinationsparameter bereits bekannt sind, erhält man

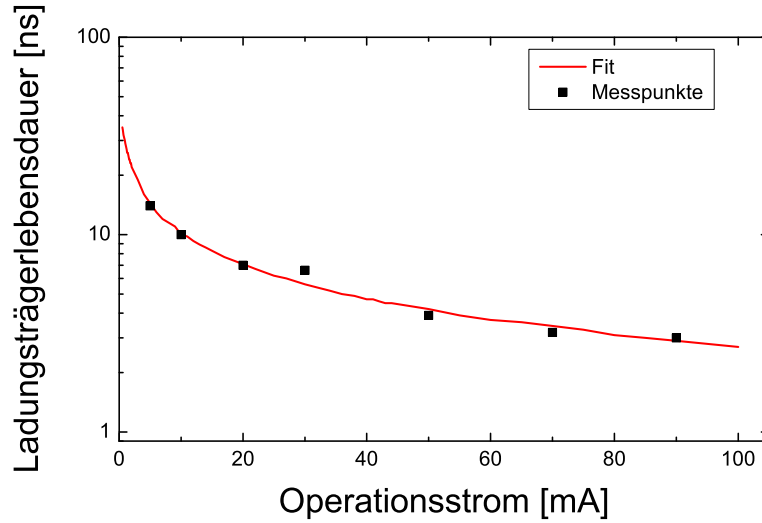


Abbildung 5.5: Für die absolute Bestimmung der ABC-Koeffizienten notwendige Ladungsträgerlebensdauer als Funktion des Operationsstromes. In Rot ist der Fit, basierend auf Formel 5.8, eingezeichnet.

durch den Fit der gemessenen Zeitkonstanten die zugehörigen Absolutwerte. Der Fit, basierend auf Formel 5.8, ist zusammen mit den Messdaten in Abbildung 5.5 dargestellt. Die gute Übereinstimmung des Fits mit den experimentellen Daten bestätigt noch einmal das verwendete *ABC*-Rekombinationsmodell.

5.5 Vergleich der Rekombinationsparameter in blauen und grünen Laserdioden

Mit Hilfe der in Abschnitt 5.4 vorgestellten Analysemethode können die Rekombinationsparameter für blaue und grüne Laserdioden unter Berücksichtigung der entsprechenden Injektionseffizienzen aus 5.2 in Abhängigkeit der Temperatur bestimmt werden.

Für den *B*-Parameter bei 25°C ergibt sich ein Wert von $6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ für blaue und $1,8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ für grüne Laserdioden. Diese Werte sind sehr vergleichbar mit bereits veröffentlichten Werten, die in der Größenordnung von $10^{-11} - 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ liegen [61, 85, 110]. Für die Bestimmung der Rekombinationsparameter bei den höheren Temperaturen wurde eine von Rosencher et al. [107] vorhergesagte und von Galler et al. [28] für InGaN-basierte Leuchtdioden gezeigte, inverse Abhängigkeit des strahlenden Parameters *B* von der Temperatur angenommen.

In Abbildung 5.6 ist der *A*-Parameter für beide Emissionswellenlängen in Abhängigkeit der Temperatur gezeigt. Gemäß theoretischer Vorhersagen ergibt sich eine exponentielle Abhängigkeit ($\propto e^{-\frac{E_A}{k_B T}}$) von der Temperatur [101, 138]. Experimentell

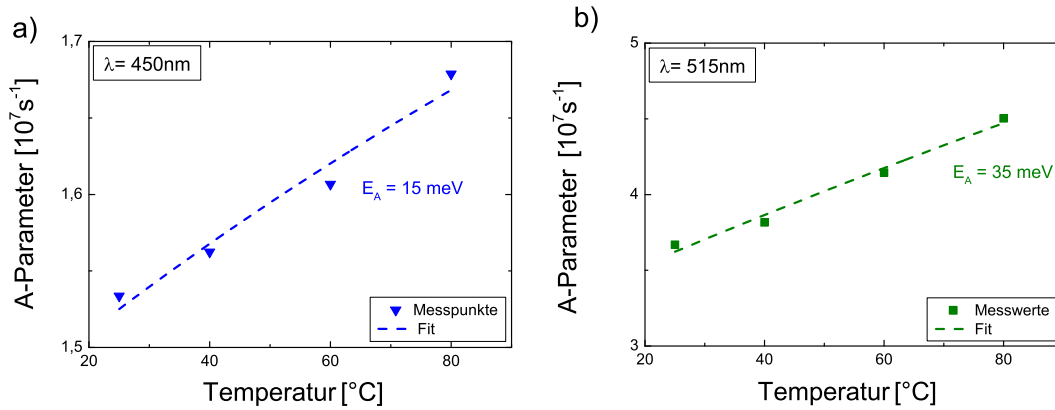


Abbildung 5.6: Nichtstrahlender Rekombinationsparameter für a) blaue und b) grüne Laserdioden bei Temperaturen von 25 bis 80 $^{\circ}\text{C}$. Gestrichelt eingezeichnet sind die jeweiligen Fits, basierend auf der theoretisch vorhergesagten exponentiellen Abhängigkeit des A-Parameters von der Temperatur.

wurde die Abhängigkeit bei blauen InGaN-Leuchtdioden beispielsweise von Hangleiter et al. [43] gezeigt. Der Fit der experimentellen Daten mit Hilfe der exponentiellen Abhängigkeit, welche ebenfalls in Abbildung 5.6 eingezeichnet ist, liefert die zugehörige Aktivierungsenergie. Für das blaue Bauelement ergibt sich somit eine Aktivierungsenergie von 15 meV und 35 meV für die grüne Laserdiode.

Die hier bestimmten Werte des nicht-strahlenden Parameters A liegen im Bereich 10^7 s^{-1} und damit im Rahmen bereits veröffentlichter Werte [61,118]. Aufgrund einer mit zunehmendem Indiumgehalt steigenden Lokalisierung von Ladungsträgern [15, 16,86] bzw. einer schlechteren Querleitfähigkeit in den Quantenfilmen [11,19], sollten Ladungsträger mit abnehmender Bandlücke zunehmend von nicht-strahlenden Rekombinationszentren abgeschirmt werden. Dementsprechend würde man für grüne Laserdioden niedrigere Werte des A-Parameters erwarten als für blaue Bauelemente. Die experimentellen Ergebnisse widersprechen allerdings dieser Vorhersage. Eine Erklärung könnte die Materialqualität der grünen Quantenfilme sein. Diese leidet unter den Wachstumsbedingungen, welche für das Erreichen der hohen Indiumgehalte erforderlich sind.

Der augerartige C-Parameter nimmt, wie in Abbildung 5.7 gezeigt, ebenfalls mit steigender Temperatur zu. Für beide Emissionswellenlängen ergibt sich ein Anstieg von ca. 20% innerhalb des analysierten Temperaturbereichs. Die Zunahme der Augerprozesse als Funktion der Temperatur decken sich mit theoretischen Vorhersagen von Kioupakis et al. [57], wonach sowohl die phononenassistierten also auch die materialabhängigen Augerprozesse zunehmen. Die Zunahme der phononenassistierten Streuprozesse beruht auf dem Anstieg der Phonondichte, obwohl selbst bei niedrigen

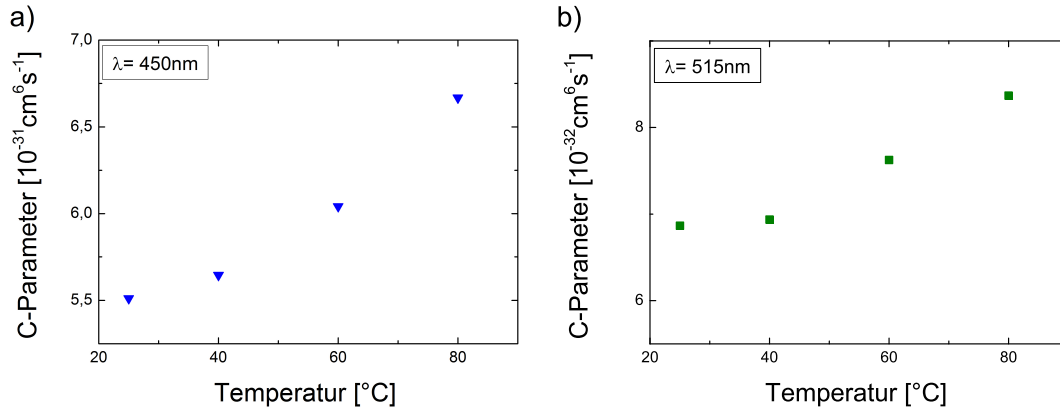


Abbildung 5.7: Augerartige C -Parameter für a) blaue und b) grüne Laserdioden bei Temperaturen von 25 bis 80°C .

Temperaturen derartige Augerprozesse möglich sind [57, 62, 100].

Für die berechnete Zunahme der materialbasierten Augerprozesse nennen Kioupakakis et al. [57] zum einen Phasenraumeffekte (engl. phase space filling) und zum anderen die Änderung der Bänder aufgrund von temperaturabhängigen Besetzungswahrscheinlichkeiten. Experimentell wurde die Zunahme für blaue InGaN-basierte LED's von Galler et al. [28] beobachtet.

In der Literatur angegebene Werte für den augerartigen C -Parameter liegen üblicherweise zwischen 10^{-31} und $10^{-29}\text{ cm}^6\text{ s}^{-1}$ [61, 85, 110, 118]. Die blaue Diode liegt mit $5,5 \cdot 10^{-31}\text{ cm}^6\text{ s}^{-1}$ innerhalb dieser Grenzen, während die Werte für das grüne Bauelement mit $6,7 \cdot 10^{-32}\text{ cm}^6\text{ s}^{-1}$ fast eine Größenordnung darunter liegt.

Aufgrund des Piezoeffektes ist innerhalb der Quantenfilme der Überlapp der Wellenfunktionen reduziert. Dieser Effekt wurde bereits in Abschnitt 2.5 erläutert. Durch den verringerten Überlapp reduziert sich die effektive Quantentrogbreite und damit das eigentliche aktive Volumen. Das aktive Volumen geht über Formel 5.7 direkt in die Bestimmung der Rekombinationsparameter mit ein, wobei durch die Annahme einer zu großen Quantenfilmdicke ein Fehler verursacht wird. Bei dem grünen Bauelement ist der Fehler aufgrund der stärkeren internen Felder größer, was die oben beschriebene Abweichung erklären kann. Die Temperaturabhängigkeit der Rekombinationsparameter bewirkt eine Abnahme der internen Quanteneffizienz für beide Emissionswellenlängen bei höheren Temperaturen.

Bei der blauen Laserdiode ergibt sich eine Reduktion der maximalen Effizienz von 50% bei 25°C auf 43% bei 80°C . Die Werte sind insgesamt kleiner als der von Müller et al. mit Hilfe eines erweiterten Opdorpe-Hoof-Verfahren bestimmten Werts von 80% maximaler Effizienz [85]. Auch Ryu et al. [111] kamen auf eine insgesamt höhere Effizienz von 75%. Bei dem Vergleich dieser Werte mit den hier erzielten Ergebnissen muss jedoch beachtet werden, dass die Injektionseffizienz in Laserdioden

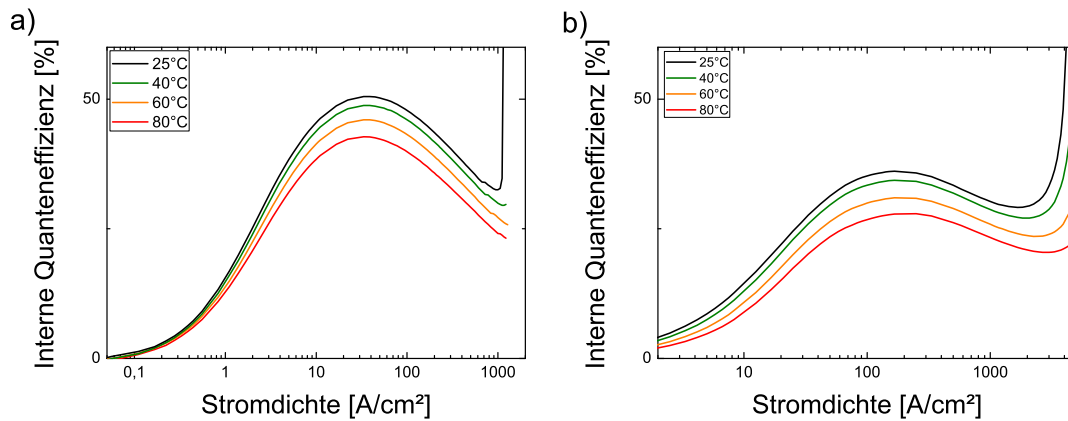


Abbildung 5.8: Interne Quanteneffizienz als Funktion der Stromdichte für a) blaue und b) grüne Laserdioden bei Temperaturen von 25 bis 80°C.

nicht ideal ist. Diese Tatsache wurde in beiden Veröffentlichungen vernachlässigt. Im Vergleich dazu werden maximale Wirkungsgrade bis über 80% bei kommerziellen LEDs angegeben [39, 95]. Berücksichtigt man die Tatsache, dass Laserdioden nicht auf maximale Helligkeit bei kleinen Stromdichten optimiert werden und die Effizienzmaxima bei höheren Stromdichten als bei LEDs erreicht werden, so bewegen sich die hier bestimmten Werte in einem plausiblen Rahmen. Für grüne Laserdioden wird die maximale Effizienz erst bei Stromdichten von über 100 A/cm^2 erreicht und ist mit 36% bei 25°C deutlich reduziert. Die Absolutwerte sind aber in guter Übereinstimmung mit publizierten Werten von LED's. Peter et al. [100] geben für grüne Leuchtdioden interne Quanteneffizienzen um 40% an. Bei höheren Temperaturen nimmt die interne Effizienz auf nur mehr 29% bei 80°C ab. Diese Abnahme ist durch die Temperaturabhängigkeit der Rekombinationsparameter begründet. Die Auswirkung auf die Laserperformance, insbesondere auf die Schwelle, wird im nächsten Kapitel näher analysiert.

Kapitel 6

Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle grüner Laserdioden

Die Temperaturabhängigkeit der Schwelle von halbleiterbasierten Laserdioden, kann, wie in 2.7.3 erwähnt, mit Hilfe einer exponentiellen Funktion beschrieben werden. Die zugehörige phänomenologische Kenngröße wird $T0$ genannt. Je größer $T0$, desto weniger steigt die Schwelle bei höheren Temperaturen an. InGaN-basierte Laserdioden zeichnen sich im Vergleich zu Bauelementen aus anderen Materialsystemen, wie beispielsweise AlGaAs, durch hohe $T0$ -Werte aus. Für blaue Laserdioden sind dementsprechend $T0$ -Werte von bis zu 150K [9, 140] bekannt. Für c -plane orientierte grüne Laser sind sogar Werte von bis zu 168K [38] veröffentlicht. Bei grünen Laserdioden wurde weiterhin eine Abhängigkeit der Temperaturstabilität von der Wachstumsrichtung diskutiert [121], da für semipolare Laser ein noch höheres $T0$ von 190K bestimmt wurde.

Neben der Temperaturabhängigkeit der Laserschwelle im gepulsten Betrieb beeinflusst $T0$ auch maßgeblich die Laserperformance im CW-Betrieb. Die Ursache dafür ist die parasitäre Selbsterwärmung aufgrund des thermischen Widerstandes. Diese Selbsterwärmung führt letztlich auch zu der in Abschnitt 2.7.4 beschriebenen Abnahme der optischen Leistung im Gleichstrombetrieb bei hohen Betriebsströmen (thermisches Überrollen).

Um die physikalischen Einflussgrößen auf $T0$ zu analysieren und insbesondere den Einfluss der Injektionseffizienz zu quantifizieren, werden im folgenden Kapitel die entsprechenden Beiträge zur Laserschwelle untersucht. Zwar ergab bereits die Analyse der Steilheit grüner Laserdioden im Pulsbetrieb, dass weder α_i noch η_{inj} eine explizite Temperaturabhängigkeit [37] aufweisen, allerdings nimmt die Injektionseffizienz als Funktion der Stromdichte ab. Eine temperaturbedingte Zunahme der Laserschwelle bedeutet somit eine gleichzeitige Abnahme der Injektionseffizienz.

Die Laserschwelle hängt neben der Injektionseffizienz von der Ladungsträgerlebensdauer, dem aktiven Volumen, dem Confinement-Faktor, den internen Verlusten, den Spiegelverlusten, der Transparenzladungsträgerdichte und der optischen Verstärkung ab. Um den Einfluss der verschiedenen Größen auf den temperaturabhängigen Anstieg der Laserschwelle zu bestimmen, müssen die Einzelgrößen explizit bekannt sein. Die Ladungsträgerlebensdauer wurde bereits in Kapitel 5 durch die Untersuchung der Rekombinationskoeffizienten bestimmt. Der Confinementfaktor lässt sich bei bekannter Struktur und bekannten Schichtdicken mit Hilfe einer nichtkommerziellen Software ermitteln. Für die Bestimmung der internen Verluste unterhalb der Schwelle sowie der optischen Verstärkung wurden temperaturabhängige Hakki-Paoli-Messungen an grünen Laserdioden am Fraunhofer-Institut für angewandte Festkörperphysik (IAF) in Freiburg durchgeführt. Als Ergebnis erhält man die Verstärkung als Funktion des Operationsstromes. Für die Bestimmung der Transparenzladungsträgerdichte muss der Strom in Ladungsträgerdichte umgerechnet werden. Hierfür werden zum einen die in Kapitel 5 bestimmten Rekombinationsparameter und zum anderen die Stromabhängigkeit der Injektionseffizienz aus Kapitel 3 herangezogen. Anhand der Darstellung der Verstärkung als Funktion der Ladungsträgerdichte lässt sich ein empirisches Modell für den optischen Gewinn ableiten. Mit der Kenntnis der Einzelgrößen wird dann auf der Basis der Ratengleichung ein mathematischer Ausdruck für die Schwelle hergeleitet, mit dessen Hilfe die Einzelbeiträge zur charakteristischen Temperatur T_0 abgeschätzt werden.

6.1 Umrechnung des Operationsstromes in Ladungsträgerdichte

Für die Bestimmung der Ladungsträgerdichte als Funktion des Operationsstromes wird zunächst die funktionelle Abhängigkeit der Injektionseffizienz vom Strom festgelegt. Hierzu wird die in Kapitel 3 bestimmte lineare Abhängigkeit der Injektionseffizienz in Kombination mit den in Abschnitt 5.2 bestimmten Absolutwerten genutzt, um auf das nicht experimentell zugängliche Verhalten von η_{inj} unterhalb der Laserschwelle zu extrapolieren. Für die Injektionseffizienz ergibt sich somit folgender Zusammenhang

$$\eta_{\text{inj}}(I) = a - b \cdot I \quad , \quad (6.1)$$

mit $a = 89\%$ und $b = 1,25\text{A}^{-1}$. Dies entspricht einer Injektionseffizienz von 84% bei einer Stromdichte von $3,5\text{kA/cm}^2$.

Gemäß der stationären Betrachtung der Ratengleichung nach 2.17 ergibt sich folgende Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte N vom Operationsstrom, der Injektionseffizienz und den Rekombinationsparametern:

$$\frac{I \eta_{\text{inj}}}{q V} = A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3 \quad , \quad (6.2)$$

wobei sich das aktive Volumen V aus dem Produkt der Ridgebreite, der Kavitätslänge und der Dicke der aktiven Schicht zusammensetzt. Die kubische Gleichung 6.2 lässt sich analytisch nach der Ladungsträgerdichte auflösen und es ergibt sich der in Abbildung 6.1 a) gezeigte, nichtlineare Verlauf von N als Funktion des Operationsstroms.

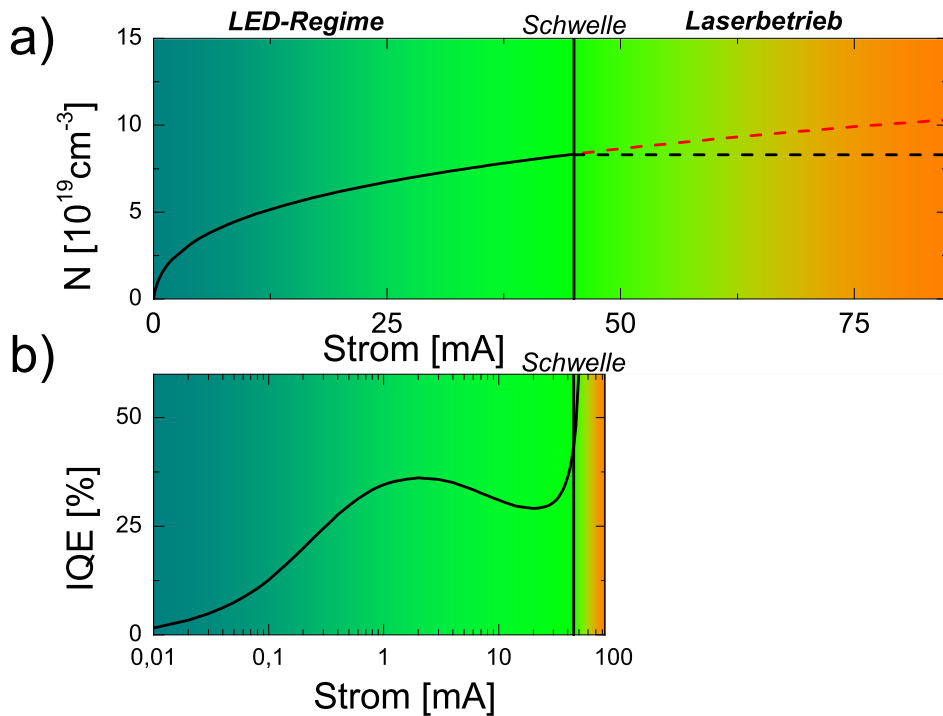


Abbildung 6.1: a) Ladungsträgerdichte einer grünen Laserdiode mit einer Ridgebreite von $2\mu\text{m}$ bei einer Kavitätslänge von $600\mu\text{m}$ und 25°C als Funktion des Operationsstromes unter Berücksichtigung der Rekombinationsparameter aus Abschnitt 5.5. b) Der zugehörige Verlauf der internen Quanteneffizienz.

Die in der Berechnung verwendeten Rekombinationsparameter für grüne Laserdioden wurden in Abschnitt 5.5 bestimmt. Der zugehörige Verlauf der internen Quanteneffizienz ist in 6.1 b) dargestellt. Die entsprechenden Operationsregime sind farblich passend gekennzeichnet. Die gepulsten Kennlinien sind in Kapitel 3, Abbildung 3.1 b) gezeigt.

Beim Erreichen der Schwelle bleibt sowohl die Verstärkung als auch die Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen konstant. Alle zusätzlich injizierten Ladungsträger rekombinieren durch den auf einer deutlich kürzeren Zeitskala ablaufenden stimulierten Rekombinationsprozess und verstärken somit nur die Lasermode.

Die Schwelle sowie die konstant bleibende Ladungsträgerdichte sind schematisch in

Abbildung 6.1 eingezeichnet.

Es ergibt sich eine Schwellstromdichte von $8,3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Der Wert ist höher als der von Müller [85] bestimmte Wert von $2,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei einer blauen Laserdiode, liegt aber innerhalb der aus der Literatur bekannten Grenzen für InGaN-basierte Dioden von 10^{19} - 10^{20} cm^{-3} [93, 103].

Die erhöhte Schwellstromdichte resultiert unter anderem aus der niedrigeren Verstärkung, auf welche im nächsten Abschnitt ausführlich eingegangen wird, aber auch aus der Größe des aktiven Volumens. Die Dicke der Quantenfilme wird für blaue und grüne Laserdioden unabhängig voneinander optimiert und ist dementsprechend für beide Wellenlängenbereiche unterschiedlich.

Im Fall von grünen Laserdioden sind Indiumgehalte von über 30% bei einer Quantenfilmdicke von unter 3nm [38] erforderlich. Die reduzierte Dicke der Quantentröge im Vergleich zu blauen Laserdioden bedingt bei vergleichbaren Operationsströmen deutlich erhöhte Ladungsträgerdichten.

6.2 Bestimmung der internen Verluste mittels Hakki-Paoli-Messungen

Für die Bestimmung der optischen Verstärkung, der internen Verluste unterhalb der Schwelle sowie der Transparenzladungsträgerdichte, wurden am IAF in Freiburg Hakki-Paoli Messungen an einer grünen Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt. Die Temperatur wurde dabei mit Hilfe eines Peltierelements während der Messung aktiv geregelt.

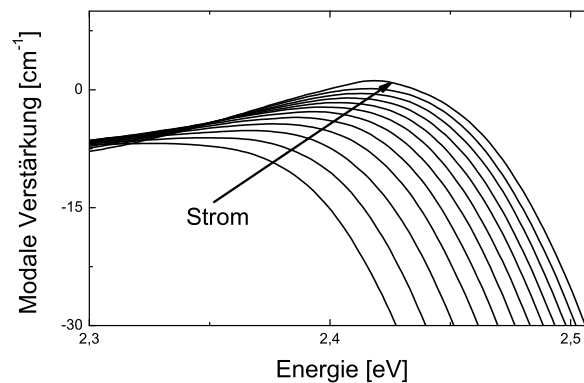


Abbildung 6.2: Gainspektren bei 25°C und Strömen von 1 bis 31 mA.

Das Konzept der Hakki-Paoli-Methode wurde bereits in Abschnitt 2.7.5 vorgestellt und besteht im Wesentlichen aus der Auswertung hochaufgelöster Spektren. Die Ergebnisse für unterschiedliche Ströme bei 25°C sind in Abbildung 6.2 dargestellt.

Da die Spiegelverluste bekannt sind, konnten sie bei der Auswertung berücksichtigt werden. Die internen Verluste ergeben sich demnach als Schnittpunkt der Hakki-Paoli-Spektren in Abbildung 6.2 bei kleinen Energien. Der gemittelte Wert für α_i beträgt $7,1 \text{ cm}^{-1}$.

Die internen Verluste können ebenfalls durch die Auswertung gepulster Steilheiten bei unterschiedlichen Spiegelverlusten bestimmt werden. Die entsprechende Auswertung wurde in Abschnitt 5.2 genutzt, um die Absolutwerte der Injektionseffizienz zu bestimmen. Hierfür wurde die mit der Wellenlänge gewichtete Steilheit als Funktion der inversen Spiegelverluste aufgetragen. Aus der Steigung erhält man auf diese Weise die Absolutwerte für η_{inj} . Über den Achsenabschnitt des zugehörigen Fits erhält man damit aber gleichzeitig die internen Verluste. Für die in Abschnitt 5.2 analysierten grünen Laserdioden ergab sich ein Mittelwert von $5,5 \text{ cm}^{-1}$, welcher somit leicht unterhalb des mit der Hakki-Paoli-Methode bestimmten Wertes liegt.

Der Unterschied kann durch die Bestimmung der internen Verluste in unterschiedlichen Operationsregimen erklärt werden. Unterhalb der Schwelle stellen die Quantenfilme einen zusätzlichen Absorber dar [113], wodurch die internen Verluste höher sind. Ab der Laserschwelle sind die Quantenfilme optisch transparent, was die niedrigeren Werte aus 5.2 erklärt. Hinzu kommen die Messungenauigkeiten der beiden Methoden. Für die Betrachtung der Schwelle wird daher im Folgenden der aus den Hakki-Paoli-Messungen bestimmte Wert verwendet.

6.3 Analyse der optischen Verstärkung

Für die optische Verstärkung gilt nach 2.33 folgende Beziehung:

$$g(\lambda) = g\Gamma - \alpha_i - \alpha_m \quad (6.3)$$

Der Confinement-Faktor Γ lässt sich für einen konkreten Schichtaufbau, bei dem die Dicken, die Kompositionen und die Emissionswellenlänge bekannt sind, mit Hilfe einer nichtkommerziellen 1D-Simulationssoftware, basierend auf der Transfermatrixmethode, berechnen. Für die weitere Analyse wird nach Müller [85] das Maximum der modalen Verstärkung für jeden Strom ausgewertet.

Mit Hilfe von Formel 6.3 erhält man so die Verstärkung als Funktion des Operationsstromes bzw. unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus 6.1 in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte, wie in Abbildung 6.3, dargestellt.

Da die Umrechnung von Strom in Ladungsträgerdichte, wie in Abbildung 6.2 gezeigt, nichtlinear ist, weisen die beiden Graphen eine unterschiedliche Krümmung auf. Für die Beschreibung der Verstärkung in halbleiterbasierten Laserdioden existieren zwei

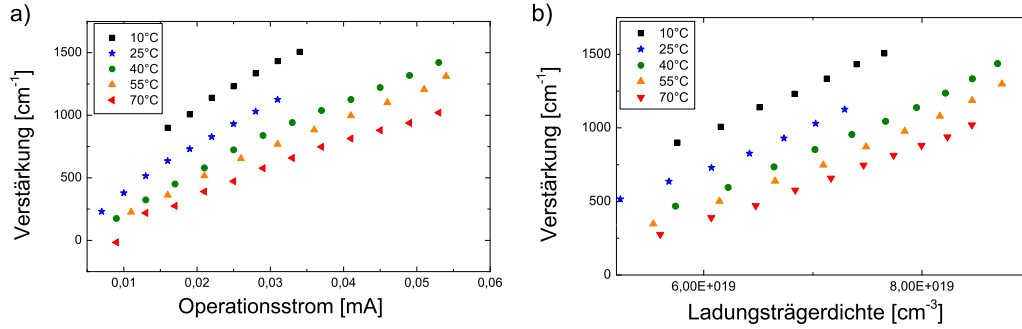


Abbildung 6.3: Verstärkung einer grünen Laserdiode bei unterschiedlichen Temperaturen a) als Funktion des Operationsstromes b) der Ladungsträgerdichte.

unterschiedliche phänomenologische Modelle [18].

Das lineare Gainmodell nimmt für den Gewinn folgenden funktionelle Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte an

$$g(N) = a \cdot (N - N_{tr}) \quad , \quad (6.4)$$

wobei a den sogenannten differentiellen Gain und N_{tr} die Transparenzlادungsträgerdichte darstellen. Dieses Modell wird im AlGaAs-System für die Beschreibung der Verstärkung für Laser mit Bulkschichten in der aktiven Zone genutzt [18].

Im AlGaAs-System lassen sich die experimentellen Daten von Lasern mit Quantenfilmen jedoch besser mit Hilfe eines logarithmischen Modells beschreiben [18]:

$$g(N) = g_0 \cdot \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right) \quad \text{für } N > 0 \quad , \quad (6.5)$$

wobei g_0 den Materialgewinn und N_{tr} erneut die Transparenzlادungsträgerdichte darstellen. In der Realität muss der Gewinn bei sehr hohen Ladungsträgerdichten unter anderem wegen des Auffüllens der energetischen Zustände (engl. band-filling) sättigen. Im logarithmischen Modell lässt sich dieser Effekt mit Hilfe eines entsprechenden Vorfaktors berücksichtigen [18].

Betrachtet man die Verstärkung als Funktion des Stromes, wie in Abbildung 6.3 a) gezeigt, so kann man eine logarithmische Abhängigkeit annehmen. Wird der Strom jedoch, wie in 6.1 erläutert, in Ladungsträgerdichte umgerechnet, weisen die experimentellen Daten eher ein lineares Verhalten auf. Die Verstärkung in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte ist in 6.3 b) dargestellt.

Allerdings sind die Daten zur Analyse der Verstärkung mittels Hakki-Paoli-Mess-

ungen aufgrund messtechnischer Begrenzung auf einen relativ kleinen Strombereich eingeschränkt. Es ist daher schwer zu entscheiden, welches der beiden Modelle die Wirklichkeit besser beschreibt. Die Messungenauigkeit in Kombination mit dem kleinen Messbereich führt im logarithmischen Modell zu einem großen Fehler bei der Bestimmung der Verstärkung und der Transparenzladungsträgerdichte. Um den Fehler zu minimieren und da die experimentellen Daten innerhalb der untersuchten Grenzen unter der Annahme einer linearen Korrelation besser nachgebildet werden können, wird im Folgenden das lineare Gewinnmodell verwendet. Die bessere Übereinstimmung der experimentellen Daten mit dem linearen Gewinnmodell erkaufte man sich mit dem Wissen, dass das theoretisch vorhergesagte, sättigende Verhalten nicht durch das Modell abgedeckt wird.

Aus dem Fit des gegen die Ladungsträgerdichte aufgetragenen Gewinns nach Formel 6.4 erhält man so die differentielle Verstärkung sowie die Transparenzladungsträgerdichte für Temperaturen von 10-70°C.

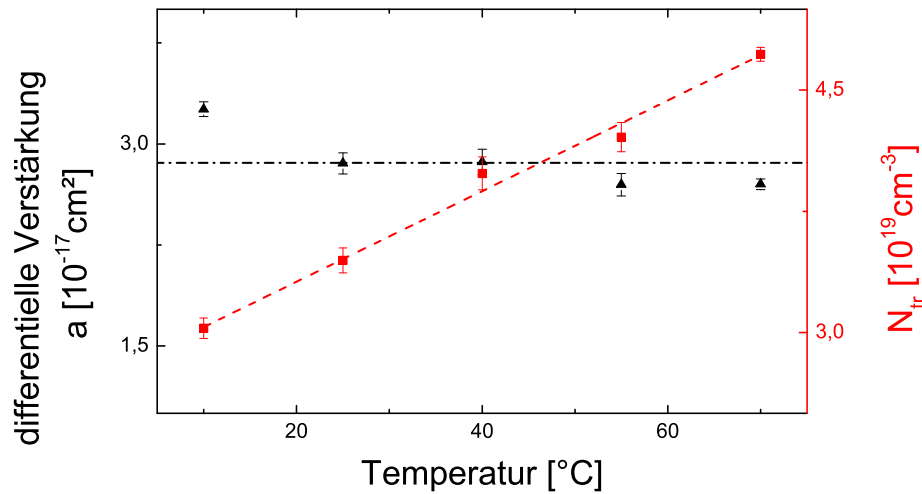


Abbildung 6.4: Differentielle Verstärkung und Transparenzladungsträgerdichte als Funktion der Temperatur.

Die Werte der Messung bei 10°C sind mit einer erhöhten Messungenauigkeit behaftet, da die Bauteile temperaturbedingt betauen. Die sich bildende Feuchtigkeit beeinflusst die Auskopplung des Lichtes aus dem Bauteil und verfälscht somit die Messergebnisse.

Für die differentielle Verstärkung a ergibt sich keine systematische Temperaturabhängigkeit, sodass der Wert innerhalb der analysierten Grenzen als konstant angesehen wird. In 6.4 ist daher der Medianwert der differentiellen Verstärkung als waagrechte Linie eingezeichnet. Im Gegensatz dazu steigt die Transparenzladungsträgerdichte mit zunehmender Temperatur T an.

Um auf die Werte bei anderen Temperaturen schließen zu können, wird in erster Näherung, wie in Abbildung 6.4 eingezeichnet, eine lineare Abhängigkeit angenommen. Es ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$g(N) = 2,86 \times 10^{-17} [cm^2] \cdot (N - N_{tr}) \quad , \quad (6.6)$$

$$\text{mit } N_{tr} = 2,77 \times 10^{17} [cm^3 K^{-1}] \cdot T + 2,77 \times 10^{19} [cm^3]$$

Diese Abhängigkeit wird im nächsten Abschnitt dazu benutzt, um einen Ausdruck für die Schwelle anhand der Ratengleichung aus Abschnitt 2.7 herzuleiten.

6.4 Herleitung der Laserschwelle basierend auf linearem Gewinnmodell

Für das Erreichen der Schwelle muss die modale Verstärkung sowohl die internen Verluste als auch die Spiegelverluste kompensieren. Für die modale Verstärkung gilt somit

$$\Gamma g = \alpha_i + \alpha_m \quad , \quad (6.7)$$

wobei für den Gewinn g im Folgenden die Beziehung aus 6.6 verwendet wird. Oberhalb der Schwelle ändert sich weder die Ladungsträgerdichte noch der Gewinn (vgl. 2.7.2). Für die Ladungsträgerdichte an der Schwelle gilt somit:

$$\Gamma a \cdot (N_{th} - N_{tr}) = \alpha_i + \alpha_m \quad (6.8)$$

Aus der stationären Ratengleichung ergibt mittels Gleichung 2.12:

$$\frac{\eta_{inj} I}{q V} = \frac{N}{\tau} \quad (6.9)$$

Setzt man in diese Gleichung die nach N_{th} aufgelöste Beziehung aus 6.8 für die Ladungsträgerdichte N ein, so erhält man einen mathematischen Ausdruck für die Schwellstromdichte, basierend auf einem linearen Verstärkungsmodell:

$$j_{th} = \frac{q d}{\eta_{inj} \tau} \left[\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma a} + N_{tr} \right] \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{N}{A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3} \quad (6.10)$$

Die Ladungsträgerlebensdauer τ hängt, wie oben gezeigt, von der Ladungsträgerdichte an der Schwelle und somit von den Rekombinationsparametern ab. Da die Schwelle von der Reflektivität der Facetten abhängig ist, kann die Ladungsträgerlebensdauer nicht als konstant angesehen werden.

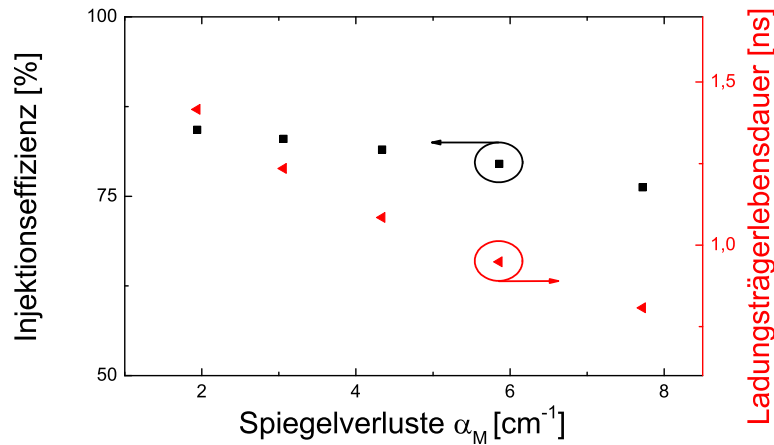


Abbildung 6.5: Injektionseffizienz und Ladungsträgerlebensdauer an der Schwelle als Funktion der Spiegelverluste für eine grüne Laserdiode nach linearem Gewinnmodell.

Variiert man die Spiegelverluste von 2 bis 8 cm^{-1} , so nimmt die Injektionseffizienz an der Schwelle strombedingt um 9% und die Ladungsträgerlebensdauer sogar um 43% ab. Die berechneten Zusammenhänge sind in Abbildung 6.5 gezeigt. Betrachtet man Formel 6.10, so zeigt sich, dass die Abnahme von η_{inj} und τ die Schwelle überproportional bei abnehmender Verspiegelung ansteigen lässt.

Im Folgenden werden die Beiträge der einzelnen Einflussfaktoren auf den temperaturabhängigen Anstieg der Laserschwelle abgeschätzt. Die Absolutwerte sind nach 6.5 von der jeweiligen Verspiegelung abhängig.

6.5 Quantifizierung der Teilbeiträge des Schwellstromanstiegs

Im vorherigen Abschnitt wurde mit Hilfe der experimentell bestimmten Abhängigkeit der Verstärkung von der Ladungsträgerdichte ein Modell für die Laserschwelle hergeleitet. Dieses Modell ermöglicht nun die Teilbeiträge der phänomenologischen Größe $T0$ zu quantifizieren. Als Maß für die Plausibilität des Modells ist in Abbildung 6.6 a) die gepulst gemessene Schwelle gemeinsam mit der nach dem linearen Modell berechneten Schwelle dargestellt. Anhand der guten Übereinstimmung der Daten ist das Modell geeignet, um die Teilbeiträge quantifizieren zu können.

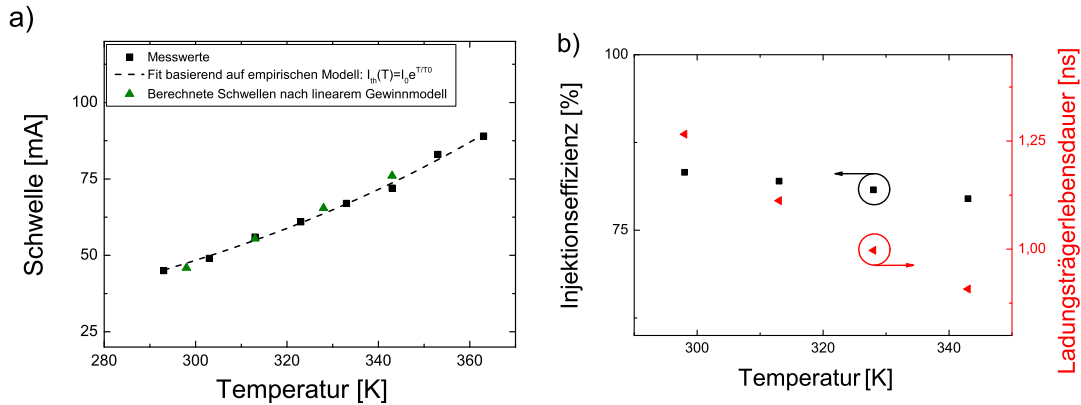


Abbildung 6.6: a) Vergleich gemessener und mittels linearem Gainmodell berechneter Schwellen in Abhängigkeit der Temperatur. Die gestrichelte Kurve basiert auf dem Fit der experimentellen Daten nach der exponentiellen Abhängigkeit der Schwelle von der phänomenologischen Größe T_0 . b) Änderung der Injektionseffizienz und der Ladungsträgerlebensdauer an der Schwelle als Funktion der Temperatur.

In Abschnitt 3.2 wurde anhand der Analyse gepulster Steilheiten gezeigt, dass weder die internen Verluste noch die Injektionseffizienz temperaturabhängig sind. Allerdings nimmt die Injektionseffizienz mit zunehmenden Schwellen strombedingt ab. Gleichzeitig nimmt die Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen im Falle höherer Schwellen zu, wodurch die Ladungsträgerlebensdauer abnimmt. Die Abnahme von τ bei unterschiedlichen Temperaturen wiederum ist durch die Entwicklung der Rekombinationsparameter festgelegt. In Abbildung 6.6 b) sind η_{inj} und τ als Funktion der Temperatur dargestellt.

Die Abhängigkeit der Transparenzladungsträgerdichte wurde bereits in 6.4 gezeigt, wobei der differentielle Gain als näherungsweise konstant bestimmt wurde. In Tabelle 6.1 sind die berechneten Werte an der Laserschwelle für die jeweilige Temperatur angegeben sowie die relative Veränderung von 25 auf 70°C.

Ähnlich wie im AlGaInP-System [8] kommt es, wie in 3.3 gezeigt, auch bei InGaN-basierten Laserdioden zu Ladungsträgerleakage. Allerdings sind sowohl die physikalischen Mechanismen als auch die Auswirkungen des unzureichenden Ladungsträgereinfangs unterschiedlich. Während im AlGaInP-System die Ursache des Ladungsträgerverlustes in einem Materialsystem bedingten, unzureichenden Ladungsträgereinschlusses zu finden ist [8, 18], wurden die internen Felder bei Nitriden als Hauptursache für die stromabhängige Abnahme der Injektion identifiziert (vgl. Kapitel 4).

	Einheit	25°C	40°C	55°C	70°C	Änderung (25-70°C) [%]	rel. Anteil an I_{th} - Anstieg [%]
τ_{th}	[ns]	1,27	1,11	1,00	0,91	28	39
$\eta_{inj,th}$	[%]	83,3	82,0	80,8	79,5	5	5
N_{tr}	[10^{19}cm^3]	3,46	3,88	4,29	4,71	36	13

Tabelle 6.1: Übersicht der temperaturabhängigen Beiträge zum Schwellstromanstieg grüner Laserdioden.

Der Anstieg der Laserschwelle mit der Temperatur ist bei den Phosphiden durch den Verlust an Ladungsträgern aufgrund von Drift- aber auch Diffusionsvorgängen aus der aktiven Zone dominiert [8].

Im Gegensatz dazu zeigen die Ergebnisse in Tabelle 6.1, dass die Abnahme der Injektionseffizienz für den temperaturabhängigen Anstieg der Schwelle eine vernachlässigbare Rolle spielt. Die für den Schwellstromanstieg mit zunehmender Temperatur dominierende Einflussgröße ist gemäß dieses Modells die Ladungsträgerlebensdauer. Obwohl sich die Transparenzladungsträgerdichte prozentual gesehen sogar noch stärker ändert, wird deren Einfluss durch die Gewichtung mit den Verlusten, dem Confinementfaktor und dem differentiellen Gewinn reduziert. Insgesamt nimmt die Schwelle von 46mA bei 25°C um 66% auf 76mA bei 70°C zu. Dieser Anstieg kann in drei Faktoren (τ_{th} , $\eta_{inj,th}$ und N_{tr}) aufgeteilt werden. Die Zahlenwerte sind ebenfalls in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Dies bedeutet, dass die Performance von grünen InGaN-basierten Laserdioden trotz der Tatsache, dass die Ladungsträgerdichte oberhalb der Schwelle gepinnt wird, stark vom sogenannten 'Droop' beeinflusst ist.

Kapitel 7

Langzeitstabilität der Injektionseffizienz grüner Laserdioden

In den vorherigen Kapiteln wurde die stromabhängige Abnahme der Steilheit mit einer Reduktion der Injektionseffizienz korreliert sowie deren Einfluss auf den temperaturabhängigen Anstieg der Laserschwelle untersucht. Die entsprechenden Experimente wurden an Laserdioden durchgeführt, die nach der Herstellung jeweils nur für einige Stunden elektrisch betrieben wurden. In diesem Kapitel soll nun die Langzeitstabilität der Injektionseffizienz analysiert werden.

7.1 Alterungsmechanismen in *InGaN*-Laserdioden

In Kapitel 6 wurde gezeigt, dass der Einfluss der stromabhängigen Abnahme auf den temperaturabhängigen Anstieg der Laserschwelle eine vernachlässigbare Rolle spielt. Einen Anstieg der Laserschwelle beobachtet man jedoch nicht nur bei zunehmender Bauteiltemperatur, sondern auch während des elektrischen Betriebs. Im Folgenden wird der Einfluss des Ladungsträgertransportes auf die Langzeitstabilität grüner Laserdioden untersucht.

Die Tatsache, dass sich der zeitliche Verlauf des Schwellanstiegs mit Hilfe einer Wurzelfunktion beschreiben lässt [71, 74, 75, 132, 135], legt einen Diffusionsprozess als physikalische Ursache nahe. Diffusionsprozesse lassen sich mit Hilfe des Fick'schen Gesetzes beschreiben und weisen ebenfalls eine wurzelförmige Abhängigkeit von der Zeit auf.

Experimentell wird in InGaN-basierten Laserdioden eine Zunahme der nicht-strahlenden Zentren und damit des A -Parameters während der Alterung beobachtet [60, 75]. Als Ursache wurden in früheren Arbeiten sowohl die Defektgeneration in-

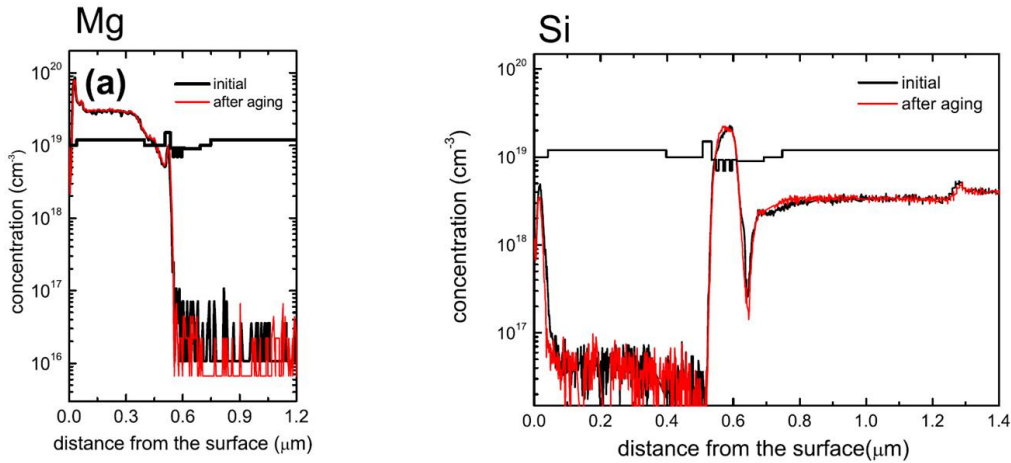


Abbildung 7.1: SIMS-Profil der Dotierstoffe von InGaN-Laserdioden vor und nach der Alterung durch EL-Betrieb nach Marona et al. [70].

nerhalb der aktiven Zone [85, 147] als auch die Diffusion von Magnesium aus den *p*-dotierten Wellenleiterschichten in die aktive Zone [85, 115] diskutiert.

Die Diffusion von Magnesium während des EL-Betriebs wurde von Nam et al. [94] experimentell nachgewiesen. Allerdings konnten diese Ergebnisse durch SIMS-Untersuchungen von Marona et al. [70], wie in Abbildung 7.1 gezeigt, nicht reproduziert werden. Meneghini et al. [78] konnten in einer Untersuchung an Blu-Ray-Laserdioden eine Korrelation zwischen dem Anstieg der Laserschwelle und der Zunahme des *A*-Parameters zeigen. Allerdings müssen für eine analoge Betrachtung bei grünen Laserdioden die Augerverluste berücksichtigt werden, da wie in Kapitel 5 gezeigt, die Laserschwelle in einem Effizienzbereich liegt, der vom *B*- und *C*-Parameter dominiert wird.

Müller et al. [83, 85] berichteten von zwei unterschiedlichen Alterungsverhalten bei blauen *InGaN*-basierten Laserdioden. Zum einen von einer Reduktion der Injektionseffizienz, welche neben dem Anstieg der Laserschwelle auch eine Reduktion der Steilheit verursacht. Weiterhin wurde auf kurzer Zeitskala eine Aufweitung des Strompfades auf der *p*-Seite der Laserstruktur beobachtet, die ebenfalls zu einem Anstieg der Schwelle führt. Allerdings folgt der Schwellstromanstieg, welcher auf Stromaufweitung basiert, nicht dem bekannten wurzelförmigen Verlauf.

7.2 Alterung grüner Laserdioden

Die Alterung von InGaN-basierten Laserdioden ist durch einen wurzelförmigen Anstieg der Schwelle geprägt, der sich mit Hilfe der folgenden Formel beschreiben lässt [71, 74, 75, 132, 135]

$$I_{\text{th}}(t) = I_{\text{th}}(0h) + D \cdot \sqrt{t} \quad , \quad (7.1)$$

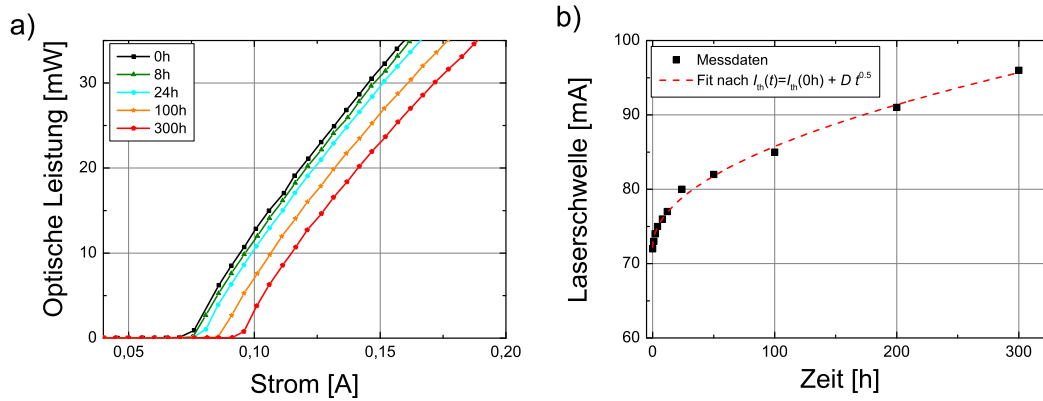


Abbildung 7.2: a) Zeitliche Entwicklung der L - I -Charakteristik einer grünen Laserdiode, die bei 40°C und 150mA betrieben wurde. b) Die zugehörige Laserschwelle als Funktion der Betriebszeit mit dem Fit nach Formel 7.1.

wobei der Vorfaktor D von den genauen Betriebsbedingungen (Temperatur und Strom) abhängt und t für die Zeit steht. In Abbildung 7.2 a) ist die zeitliche Veränderung der L - I -Kennlinien einer grünen Laserdiode während des elektrischen Betriebs dargestellt. Die Diode wurde bei konstantem Betriebsstrom von 150mA und einer Wärmesenktemperatur von 40°C betrieben. Die Laserschwelle ist in Abbildung 7.2 b) als Funktion der Zeit aufgetragen. Ebenfalls eingezeichnet ist der Fit der experimentellen Daten nach Formel 7.1. Im Folgenden werden das Alterungsverhalten und die Beschleunigungsfaktoren der Degradation grüner Laserdioden analysiert. Insbesondere die zeitliche Entwicklung des Ladungsträgertransports sowie dessen Auswirkung auf die Degradation werden untersucht.

7.3 Beschleunigungsfaktoren des Alterungsprozesses grüner Laserdioden

In diesem Abschnitt sollen die Beschleunigungsfaktoren der Degradation bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurden je fünf Bauteile bei unterschiedlichen Bedingungen betrieben.

Um die Abhängigkeit der Degradation vom Betriebsstrom zu untersuchen, wurden je fünf Laserdioden bei 40°C Wärmesenktemperatur und Strömen von 120 , 160 , 200 bzw. 240mA für 1000h betrieben. Als Maß für die Alterung wird der prozentuale Anstieg der Laserschwelle ausgewertet, welcher in Abbildung 7.3 a) als Funktion des Alterungsstromes dargestellt ist. Der Strom wurde während der Alterung konstant gehalten. Die Zunahme der Laserschwelle zeigt eine superlineare Abhängigkeit vom Operationsstrom.

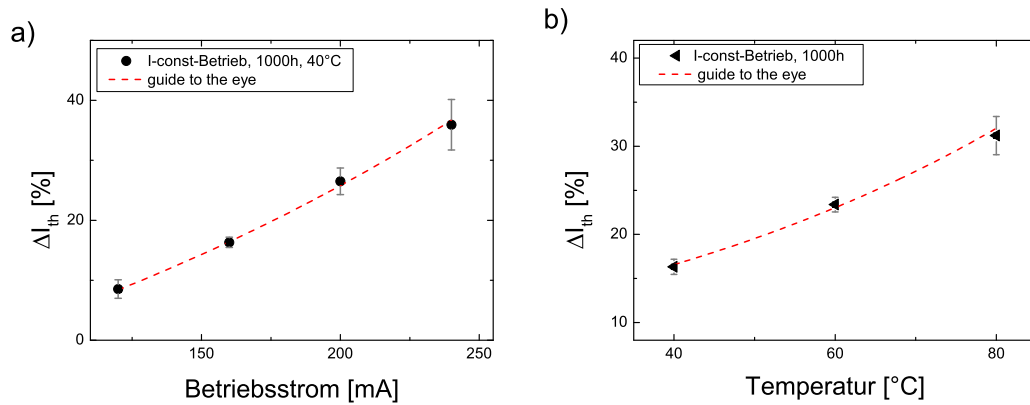


Abbildung 7.3: a) Prozentualer Anstieg der Laserschwelle nach 1000h-Betrieb als Funktion des während der Alterung konstant gehaltenen Operationsstroms bei 40°C Wärmesenktemperatur. b) Prozentualer Anstieg der Laserschwelle bei unterschiedlichen Temperaturen nach 1000h bei einem konstanten Operationsstrom von 160mA.

Für die Analyse der Temperaturbeschleunigung wurden je fünf Bauteile bei einem konstanten Alterungsstrom von 160mA für 1000h bei Wärmesenktemperaturen von 40, 60 und 80°C betrieben. In Abbildung 7.3 b) ist die prozentuale Zunahme der Laserschwelle als Funktion der Wärmesenktemperatur dargestellt. Die Erhöhung der Temperatur von 40 auf 80°C bewirkt annähernd eine Verdopplung der Alterungsrate.

Bei der Erhöhung des Operationsstromes ist aufgrund des thermischen Widerstandes der Halbleiterstruktur die Alterung durch eine Temperaturerhöhung überlagert. Eine Möglichkeit, die parasitäre Selbsterwärmung zu vermeiden, wäre, die Dioden gepulst zu betreiben [71]. Wie in Abschnitt 3.1 erwähnt, sind für den Ausschluss von thermischen Effekten sehr kurze Pulse und niedrige Wiederholraten notwendig. Da grüne Laser mittlerweile eine Lebensdauer von mehreren tausend Stunden im Dauerstrombetrieb erreichen [81, 140, 148], würden sich Alterungsexperimente im Pulsbetrieb auf unrealistisch langen Zeitskalen abspielen.

Um dennoch unterscheiden zu können, ob die Alterung durch den Stromfluss oder durch die in 7.3 b) gezeigte Temperaturabhängigkeit dominiert wird, wurde ein alternativer Ansatz gewählt.

Ziel der Analyse ist, die Temperatur der aktiven Zone während der Alterung trotz unterschiedlicher Betriebsbedingungen konstant zu halten. Hierfür wird zunächst über die Analyse von temperaturabhängigen Spannungsmessungen nach der in Abschnitt 2.7.4 vorgestellten Methode der thermische Widerstand bestimmt. Es ergibt sich in diesem Fall ein Wert von 30K/W. Während der Alterung wird alle 48h zwischen zwei Betriebszuständen gewechselt. Der erste Modus besteht bei einem konstanten Alterungsstrom von 100mA und einer Wärmesenktemperatur von 50°C. Nach dem in 2.30 gezeigten Zusammenhang ergibt sich gemäß

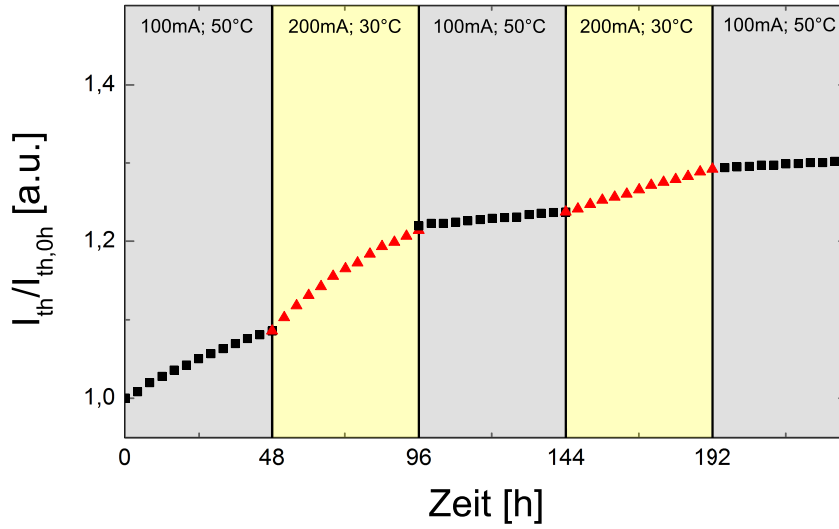


Abbildung 7.4: Anstieg der Laserschwelle einer nicht optimierten Laserdiode in Abhängigkeit der Zeit, wobei die Temperatur der aktiven Zone während der Alterung konstant gehalten wurde.

$$T_{\text{aktive Zone}} = T_{\text{Wärmesenke}} + R_{\text{th}}(U \cdot I - P_{\text{op}}) \quad (7.2)$$

eine Temperatur der aktiven Zone von ca. 66°C. Dieselbe Temperatur wird im zweiten Betriebszustand durch einen Strom von 200mA und einer Wärmesenkentemperatur von 30°C erreicht. In Abbildung 7.1 ist die zeitliche Entwicklung der Laserschwelle dargestellt. Deutlich ist die beschleunigte Alterung im Fall des höheren Operationsstromes und der geringeren Wärmesenkentemperatur zu erkennen. Die jeweiligen Ausgangsleistungen bzw. die Operationsspannungen sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

Der Strom dominiert somit die Alterung in grünen InGaN-Laserdioden, obgleich auch die Temperatur, wie in 7.3 gezeigt, einen signifikanten Beitrag leistet. Damit gleicht das Alterungsverhalten von grünen *InGaN*-Laserdioden dem von Meneghini et al. [77] untersuchten Degradationsmechanismus von Blu-Ray-Lasern, bei denen der Alterungsprozess ebenfalls elektro-thermisch aktiviert ist.

7.4 Aktivierungsenergie des Alterungsprozesses

Im vorherigen Abschnitt wurde die Abhängigkeit des Schwellstromanstieges im elektrischen Betrieb von der Temperatur und dem Operationsstrom untersucht. Zwar ist die Degradation stromgetrieben, aber auch die Temperatur hat einen maßgeblichen

t [h]	I [mA]	U [V]	P _{op} [mW]	T _{Wärmesenke}	T _{aktivenZone} [C]
0	100	5,37	17	50	65,6
48	200	6,16	59	30	65,2
96	100	5,29	12	50	65,5
144	200	6,18	53	30	65,5
192	100	5,29	9	50	65,6

Tabelle 7.1: Zeitliche Entwicklung der Laserparameter während des elektrischen Betriebs. Die Temperatur der aktiven Zone wurde während der Degradation konstant gehalten.

Einfluss. Die Kinetik des Alterungsprozesses lässt sich mit Hilfe der Arrheniusgleichung

$$D = D_0(I)e^{-\frac{E_A}{k_B T}} \quad (7.3)$$

ausdrücken, wobei E_A die Aktivierungsenergie, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur ist. Um die Stromabhängigkeit des Faktors D_0 zu separieren, werden die notwendigen Alterungsexperimente bei einem konstanten Strom von 150mA, aber unterschiedlicher Temperatur durchgeführt.

In Abbildung 7.5 a) ist die auf 0h normierte Laserschwelle für die unterschiedlichen Temperaturen als Funktion der Zeit gezeigt. Die experimentellen Daten wurden mit Hilfe von Gleichung 7.1 nachgebildet und somit der Faktor D bestimmt. In Abbildung 7.5 b) ist der negative, natürliche Logarithmus als Funktion der mit der Boltzmann-Konstante und der Elementarladung gewichteten inversen Temperatur dargestellt. Die Steigung der in 7.5 b) gestrichelt eingezeichneten Geraden ergibt eine Aktivierungsenergie des Alterungsprozesses von 238meV.

Dieser Wert ist vergleichbar mit dem von Meneghini et al. [77] bestimmten Wert von 250meV bei Blu-Ray-Laserdioden, der mit einem Anstieg der nicht-strahlenden Rekombinationsrate erklärt wurde. Im Abschnitt 7.7.1 wird eine Abschätzung gezeigt, wie stark sich der A -Parameter ändern müsste, um eine Zunahme der Schwelle von 20% zu erklären.

Die Degradation kann mit der Zunahme von tiefen Störstellen korreliert werden [76]. Allerdings liegt der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Wert der Aktivierungsenergie unterhalb der durch DLTS (engl. Deep-level transient spectroscopy) bestimmten Werte im Bereich von 0.35-0.45eV bei blauen InGaN-Leuchtdioden, die für eine tiefe Störstelle innerhalb der aktiven Zone stehen [76]. Die Zunahme dieser tiefen Störstelle korreliert mit dem Anstieg der Laserschwelle. Über die Natur der Störstelle herrscht noch Unklarheit. Diskutiert wird die Diffusion von Verunreinigungen [71, 136], wie Magnesium [94], Kohlenstoff [66] oder die Entstehung von Stickstoffvakanzten [17]. Die Abweichung der Aktivierungsenergie könnte unter anderem durch die kleinere Bandlücke im Falle von grünen Laserdioden erklärt werden,

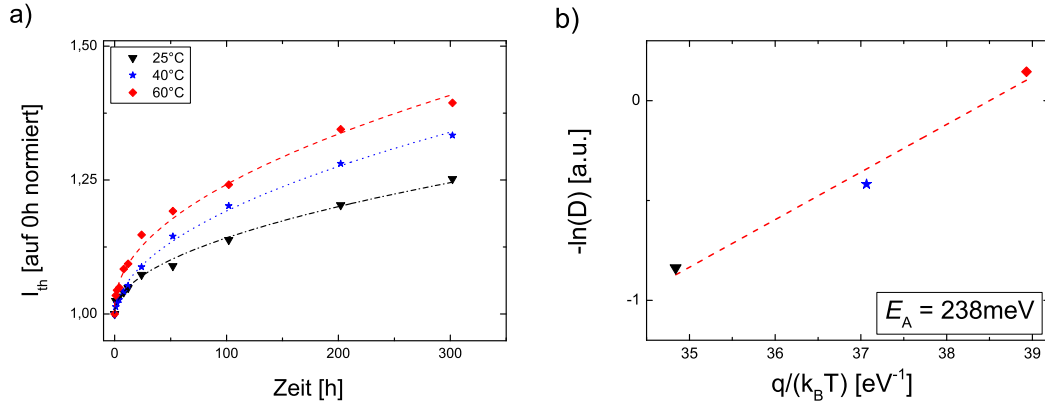


Abbildung 7.5: a) Auf 0h normierte Laserschwelle in Abhängigkeit der Zeit bei konstantem Operationsstrom und unterschiedlichen Temperaturen. b) Arrhenius-Auswertung des aus einem wurzelförmigen Fit bestimmten Alterungsparameter D zur Bestimmung der Aktivierungsenergie.

da die Untersuchungen von Meneghini et al. [76] an blauen InGaN-basierten Leuchtdioden durchgeführt wurden.

7.5 Zeitliche Entwicklung der Injektionseffizienz

Die Degradation von grünen Laserdioden ist dominiert von dem Anstieg der Laserschwelle während des elektrischen Betriebs. Bei der Analyse der Steilheit während der Alterung muss darauf geachtet werden, dass sie innerhalb desselben Strombereichs und nicht bei vergleichbaren optischen Ausgangsleistungen ausgewertet wird. Die zeitliche Entwicklung der L - I -Kennlinien ist in Abbildung 7.6 a) gezeigt. Die Schwelle zeigt die in Abschnitt 7.1 beschriebene zeitliche Entwicklung.

Betrachtet man die Steilheit in Schaubild 7.6 b), so erkennt man, dass sie sich oberhalb der Laserschwelle nicht ändert. Damit ist auch eine Abnahme der Injektionseffizienz als Alterungsursache, wie von Müller et al. [85], berichtet ausgeschlossen. Andernfalls müsste sich die Steilheit während des elektrischen Betriebs ändern.

Für den Anstieg der Laserschwelle kommen somit gemäß Formel 6.10 nur Größen in Frage, die nur in die Schwelle, nicht aber in die Steilheit eingehen:

$$j_{th} = \frac{q d}{\eta_{inj} \tau} \left[\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma a} + N_{tr} \right] \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{N}{AN + BN^2 + CN^3} \quad (7.4)$$

Neben physikalischen Konstanten werden auch die Quantenfilmdicke und der Confinementfaktor ausgeschlossen. Zwar ist bekannt, dass eine Degradation der Facettenbeschichtung eine Alterung der Bauteile verursachen kann [60], aber da sich die Steilheit der grünen Laserdioden nicht ändert, werden zusätzlich die Injektionseffi-

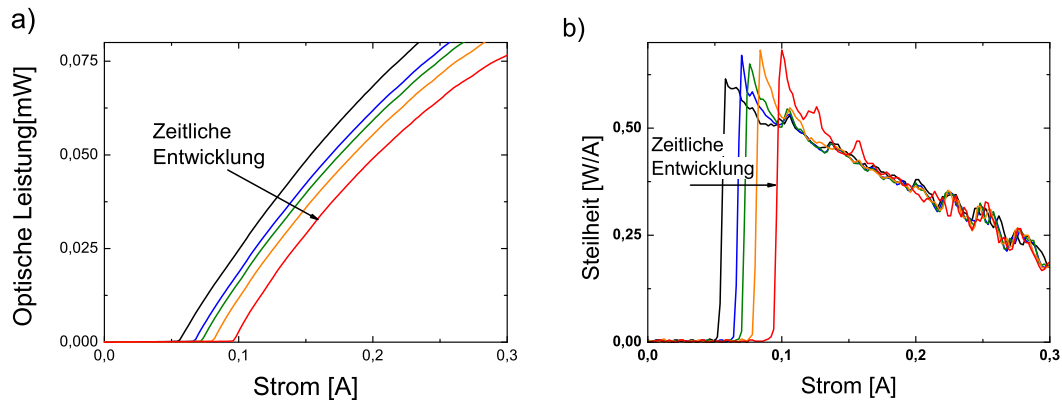


Abbildung 7.6: a) Kennlinien und b) Steilheit einer grünen Laserdiode bei Zwischenmessungen während der Alterung bei einem konstanten Strom von 160mA und 40°C Wärmesenkentemperatur.

zienz, die internen Verluste und die Spiegelverluste als Ursache ausgeschlossen. Im nächsten Abschnitt wird auf die zeitliche Entwicklung der optischen Verstärkung während der Degradation näher eingegangen.

7.6 Gain-Untersuchung an gealterten Bauelementen

Für die Untersuchung der physikalischen Ursache der Alterung grüner Laserdioden wurde die zeitliche Entwicklung der optischen Verstärkung mittels Hakki-Paoli-Messungen am Fraunhofer-Institut in Freiburg analysiert. Nach der Charakterisierung der Bauteile wurden die Laserdioden unter Ausnutzung der in Abschnitt 7.3 untersuchten Beschleunigungsfaktoren gealtert und anschließend erneut im Hinblick auf die optische Verstärkung vermessen.

Während der Alterung nahm die Schwelle um ca. 20% zu. Betrachtet man das in Abbildung 7.7 a) dargestellte Maximum der optischen Verstärkung als Funktion des Operationsstromes, so ist während der Alterung eine deutliche Abnahme des optischen Gewinns zu erkennen.

Die Abnahme der optischen Verstärkung würde auf eine Alterung der Quantenfilme hinweisen. Wie schon in Kapitel 6 diskutiert, ist für die Interpretation der Hakki-Paoli-Daten aber eigentlich die Verstärkung als Funktion der Ladungsträgerdichte von Interesse. Gemäß Abschnitt 2.5 ist die Wellenlänge in InGaN-basierten Leuchtdioden neben der Quantenfilmdicke aufgrund des QCSE von der Ladungsträgerdichte abhängig. Da sich die Quantenfilmdicke während der Degradation nicht ändert, kann somit die Wellenlänge als direktes Maß für die Ladungsträgerdichte angesehen werden. In Abbildung 7.7 b) ist die Wellenlänge bzw. die zugehörige Bandlücke als Funktion des Operationsstromes dargestellt. Die Emissionswellenlänge zeigt somit

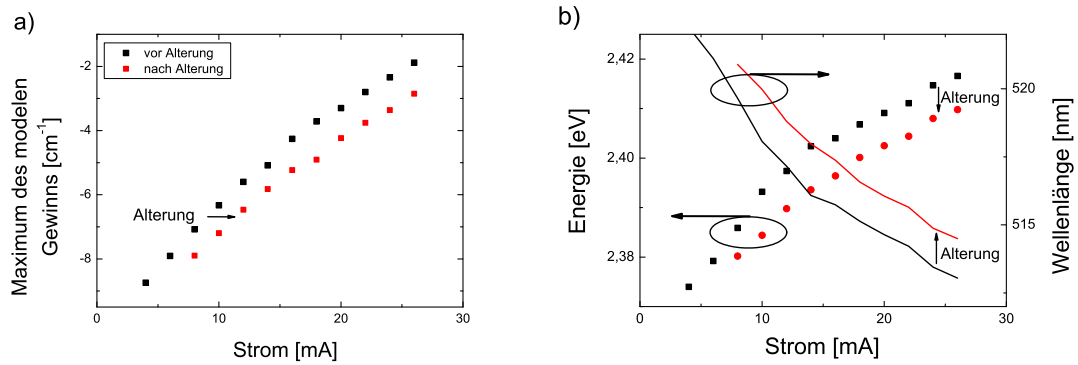


Abbildung 7.7: a) Maximum der modalen Verstärkung vor (schwarz) und nach (rot) der Alterung einer grünen Laserdiode als Funktion des Operationsstromes. b) Wellenlänge bzw. Bandlückenenergie als Funktion des Operationsstromes vor und nach der Alterung.

ebenfalls eine Verschiebung während der Degradation. Bei gleichem Strom nimmt die Wellenlänge um ca. 2nm zu.

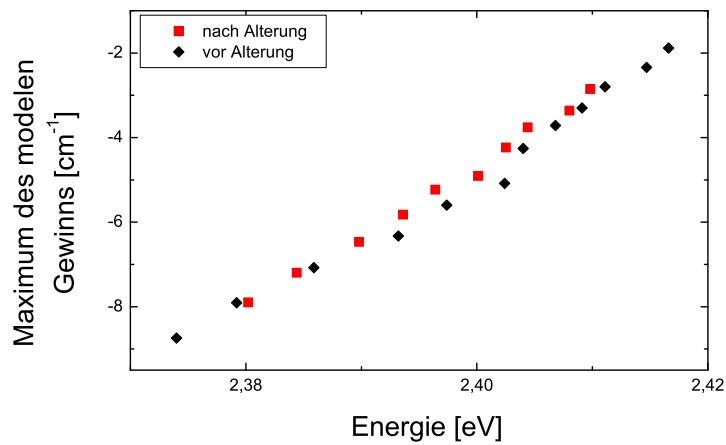


Abbildung 7.8: Maximum der optischen Verstärkung in Abhängigkeit der Bandlückenenergie vor (schwarz) bzw. nach (rot) der Alterung.

In Abbildung 7.8 ist daher das Maximum der optischen Verstärkung als Funktion der Bandlücke dargestellt. Es zeigt sich, dass der Peakgewinn in dieser Auftragung während der elektrischen Alterung nicht abnimmt. Daraus lässt sich schließen, dass der Anstieg der Schwelle durch eine Reduktion der Ladungsträgerdichte verursacht wird. Unterstützt wird diese Hypothese durch die Tatsache, dass sich die Gainkurven vor und nach der Degradation exakt zur Deckung bringen lassen, falls man unterschiedliche Operationsströme betrachtet. In Abbildung 7.9 sind je zwei Gainkurven vor bzw. nach der elektrischen Alterung dargestellt, wobei der Messstrom nach der Degradation um ca. 30% erhöht ist.

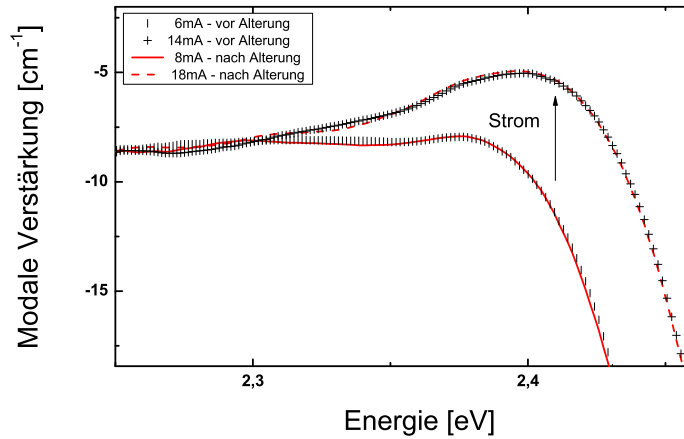


Abbildung 7.9: Hakki-Paoli-Messung an einer grünen Laserdiode vor (schwarz) und nach (rot) der Alterung bei unterschiedlichen Operationsströmen. Die Messungen wurden am Fraunhofer-Institut für angewandte Festkörperphysik in Freiburg durchgeführt.

7.7 Ursache des Degradation langwelliger Laserdioden

Im vorherigen Abschnitt wurde anhand von Hakki-Paoli-Messungen an einer grünen Laserdiode eine Abnahme der Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen während der Degradation nachgewiesen. Die Abnahme der Ladungsträgerdichte kann entweder durch eine Zunahme der nicht-strahlenden Rekombinationsprozesse oder durch eine Abnahme der Injektionseffizienz unterhalb der Laserschwelle verursacht werden.

7.7.1 Zunahme der nicht-strahlenden Rekombinationsprozesse

Die Reduktion der Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen während der Alterung kann durch die Zunahme von Rekombinationsprozessen im LED-Regime erklärt werden. Physikalisch gibt es keine Hinweise, dass sich während der Alterung die Raten der strahlenden Übergänge oder der Augerprozesse verändern [77].

In Kapitel 5 wurde diskutiert, dass die Schwellen von grünen Laserdioden im Falle üblicher Verspiegelungen bei Stromdichten von einigen kA/cm^2 liegen. Die Effizienz der Bauelemente im Spontanbetrieb wird bei diesen Stromdichten von spontanen, strahlenden Übergängen ($\sim B$ -Parameter) und den augerartigen Rekombinationsprozessen ($\sim C$ -Parameter) dominiert. Nicht-strahlende Prozesse ($\sim A$ -Parameter) spielen hingegen bei hohen Stromdichten nur noch eine untergeordnete Rolle. Dementsprechend muss sich die Wahrscheinlichkeit für defekt-assistierte Rekombinations-

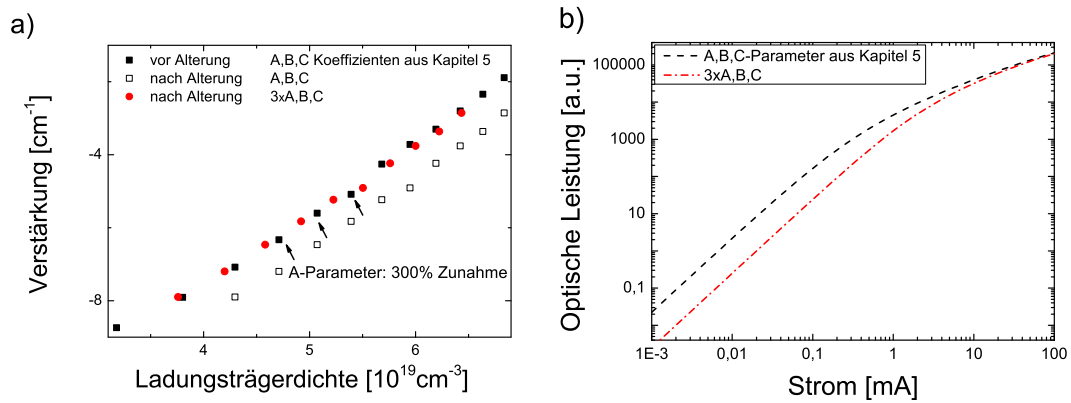


Abbildung 7.10: a) Verstärkung als Funktion der Ladungsträgerdichte. Den Kurven mit Quadrat-Symbolen liegen die in Kapitel 5 bestimmten Rekombinationsparameter und Hakki-Paoli-Messungen zugrunde. Um die Gewinnkurven vor und nach der Degradation zur Deckung zu bringen, muss eine Verdreifachung des A-Parameters angenommen werden (rote Kreise). b) Berechnete Auswirkung auf die optische Leistung bei einer Verdreifachung der nicht-strahlenden Rate auf Basis der Rekombinationsparameter aus Kapitel 5.

prozesse stark ändern, um einen signifikanten Effekt auf die Laserschwelle zu haben. Ausgehend von den in 5.5 bestimmten Rekombinationsparametern für grüne Laserdioden kann man die erforderliche Erhöhung des A-Parameters abschätzen, die notwendig wäre, um den gemessenen Anstieg der Laserschwelle zu erklären. Basierend auf der Annahme, dass die Emissionswellenlänge als Maß für die Ladungsträgerdichte betrachtet werden kann, muss das Maximum der optischen Verstärkung bei der Auftragung als Funktion der Ladungsträgerdichte deckungsgleich sein. Um dies zu erreichen, müsste der A-Parameter während der Alterung, wie in Abbildung 7.10 a) dargestellt, um 300% zunehmen. Dies würde eine Verdreifachung der nicht-strahlenden Zentren innerhalb der aktiven Zone während des elektrischen Betriebs bedeuten.

Trotz der massiven Zunahme an nicht-strahlenden Zentren darf die Materialqualität, d.h. die optische Verstärkung, während der Degradation nicht abnehmen.

Eine Verdreifachung des A-Parameters hätte massive Auswirkungen auf die elektro-optischen Eigenschaften unterhalb der Schwelle. In Abbildung 7.10 b) ist die berechnete optische Leistung, basierend auf den Rekombinationsparametern aus Kapitel 5.5, dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die EL-Charakteristik mit einem verdreifachten A-Parameter. Die Erhöhung der nicht-strahlenden Rekombinationsprozesse hat demnach, gemäß Formel 6.2, die größten Auswirkungen im Kleinstrombereich. In Abbildung 7.11 a) hingegen ist die experimentell gemessene optische Leistung einer grünen Laserdiode vor bzw. nach der Alterung dargestellt. Die zugehörigen Kennlinien sind in Abbildung 7.11 b) gezeigt. Bei der Degradation wurde darauf geachtet, dass die Laserschwelle analog zu den mittels Hakki-Paoli-Messungen ana-

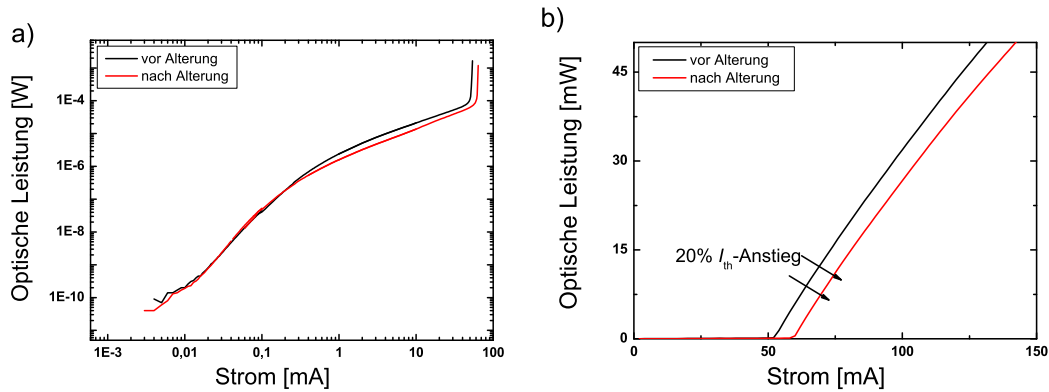


Abbildung 7.11: a) Experimentell gemessene optische Leistung unterhalb der Laserschwelle vor bzw. nach der Degradation. b) Kennlinie einer grünen Laserdiode vor bzw. nach der Degradation mit einem Anstieg der Laserschwelle um 20%.

lysierten Proben um 20% angestiegen ist. Entgegen der theoretisch erwarteten Abnahme der optischen Leistung bei kleinen Strömen ist bei den experimentellen Daten keine Abnahme der optischen Leistung im vom A -Parameter dominierten Strombereich zu beobachten. Stattdessen nimmt die Intensität bei höheren Strömen ab. Ein Anstieg des A -Parameters innerhalb der Quantenfilme wird daher als Degradationsursache bei grünen Laserdioden ausgeschlossen.

7.7.2 Abnahme der Injektionseffizienz

Der Anstieg der Laserschwelle während des elektrischen Betriebs kann auch durch die Abnahme der Injektionseffizienz unterhalb der Schwelle erklärt werden. Oberhalb der Schwelle hat die Analyse der Steilheit jedoch gezeigt, dass sich die Injektionseffizienz während der Alterung nicht ändert (vgl. 7.6 b). Der Effekt müsste daher auf den Strombereich unterhalb der Schwelle, d.h. vergleichsweise geringe Stromdichten beschränkt sein.

Die Annahme einer lateralen Stromaufweitung, welche sich während des elektrischen Betriebs durch eine Variation des Strompfades ändert, könnte die experimentellen Daten erklären. Stromaufweitung wird jedoch im Folgenden durch die Analyse der Alterung einer durch die aktive Zone geätzte Probe und durch den Vergleich mit Ergebnissen nach Müller et al. [83, 85] als Ursache der hier auftretenden Alterung ausgeschlossen.

In Abbildung 7.12 a) ist die optische Ausgangsleistung einer grünen Laserdiode gezeigt, bei der im Chipprozess die aktive Zone neben dem Ridge weggeätzt wurde. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.10 b) dargestellt. Eine p -seitige Stromaufweitung ist somit ausgeschlossen. Obwohl die Alterung im Vergleich zu

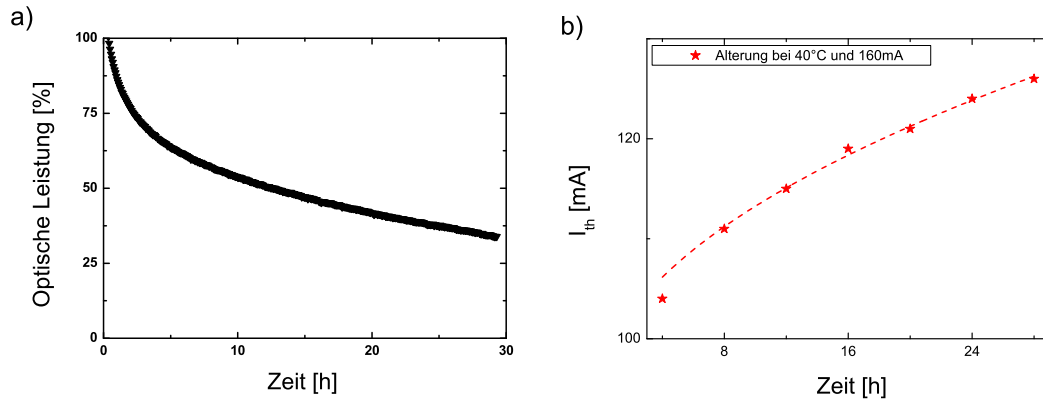


Abbildung 7.12: a) Optische Ausgangsleistung einer durch die aktive Zone geätzte, grüne Laserdiode als Funktion der Zeit. b) Anstieg der Laserschwelle in Abhängigkeit der Zeit. Die rote, gestrichelte Kurve basiert auf dem wurzelförmigen Fit nach Formel 7.1 für *InGaN*-basierte Laserdioden.

den in Abschnitt 7.3 gezeigten Bauteilen deutlich beschleunigt ist, folgt der Schwellstromanstieg, wie in 7.12 b) dargestellt, einem wurzelförmigen Verlauf und lässt sich mit Formel 7.1 beschreiben. Stromaufweitung kann in diesem Fall also nicht die Ursache des Schwellstromanstieges sein. Allerdings könnte der Ätzprozess zusätzliche Alterungsmechanismen auslösen, die dem ursprünglichen Effekt überlagert sind. Dass Stromaufweitung eine Degradation von Laserdioden verursachen kann, wurde allerdings bereits von Müller et al. [83,85] gezeigt.

Im Gegensatz zu der von Müller et al. [83,85] beobachteten Degradation bei blauen *InGaN*-Laserdioden durch Stromaufweitung, folgt die hier analysierte Degradation grüner Laserdioden einem wurzelförmigen Verlauf. Der Anstieg der Schwelle einer blauen Laserdiode, deren Alterung auf Stromaufweitung basiert, ist in Abbildung 7.13 nach Müller et al. [85] gezeigt. Der zeitliche Verlauf der Laserschwelle folgt im Falle einer *p*-seitigen Stromaufweitung nicht dem experimentell beobachteten wurzelförmigen Verlauf. Aufgrund dieser Ergebnisse wird Stromaufweitung als Ursache des beobachteten Schwellstromanstieges ausgeschlossen.

Basierend auf den Ergebnissen aus Kapitel 4, bei denen der Einfluss des Ladungsträgertransportes auf die Laserparameter (Schwelle und Steilheit) untersucht wurde, ist bekannt, dass auch außerhalb der Quantenfilme nicht zu vernachlässigende Ladungsträgerdichten existieren. Andernfalls wäre der immense Einfluss der EBL-Variationen auf die Absolutwerte der Injektionseffizienz nicht zu erklären gewesen. Dies bedeutet aber auch, dass die Degradation nicht auf die Quantenfilme beschränkt sein muss. Eine Zunahme der nicht-strahlenden Zentren in den Wellenleiterschichten würde sich ebenfalls nur in einer Erhöhung der Laserschwelle auswirken. Durch eine zunehmende Anzahl an parasitären Rekombinationsprozessen außerhalb der Quantenfilme würden somit im zeitlichen Verlauf immer weniger Ladungsträger in

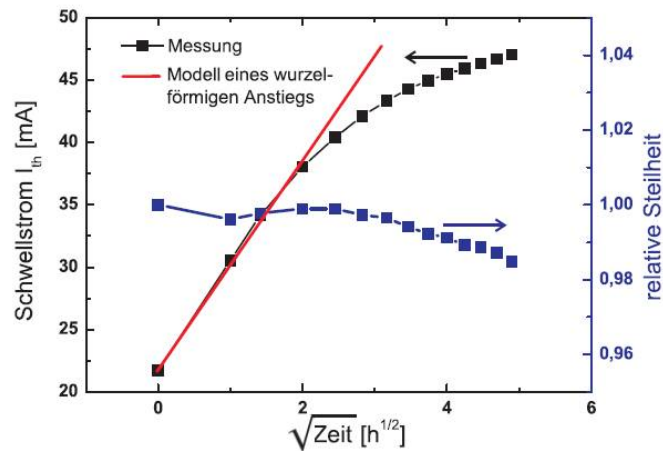


Abbildung 7.13: Alterungsverhalten einer blauen, InGaN-basierten Laserdiode basierend auf Stromaufweitung aus Quelle [85].

die Quantenfilme gelangen, was einer Reduktion der Injektionseffizienz entsprechen würde. Bei höheren Ladungsträgerdichten sättigen die defekt-assistierte Rekombinationsprozesse, wodurch die Injektionseffizienz oberhalb der Laserschwelle nicht beeinflusst wird. Aufgrund der Dicke der Wellenleiterschichten ist keine derart große Zunahme des A -Parameters erforderlich, um den beobachteten Schwellstromanstieg zu erklären.

7.7.3 Fazit der Degradation grüner Laserdioden

Bislang wurde die Degradation von InGaN-basierten Laserdioden häufig mit einem Anstieg der nicht-strahlenden Rekombinationszentren in den Quantenfilmen erklärt, da unter anderem durch DLTS-Analysen eine Zunahme von tiefen Störstellen gezeigt worden ist [76]. Auch der bei grünen Laserdioden beobachtete Anstieg der Schwelle könnte durch eine Zunahme des A -Parameters erklärt werden, allerdings müsste er sich auf der Basis der in Kapitel 5 bestimmten Werte verdreifachen. Dies wiederum würde eine deutliche Abnahme der optischen Leitung bei kleinen Strömen nach sich ziehen, die experimentell jedoch nicht beobachtet werden konnte. Eine Degradation der Quantenfilme wird somit als Alterungsursache ausgeschlossen.

Basierend auf den Ergebnissen aus Kapitel 4, wo gezeigt wurde, dass auch außerhalb der Quantenfilme erhebliche Ladungsträgerdichten existieren müssen, wird stattdessen eine Zunahme der nicht-strahlenden Zentren in den Wellenleiterschichten als Degradationsursache vermutet. Bei höheren Strömen und damit auch höheren Ladungsträgerdichten sättigen die defekt-assistierte Prozesse, was erklärt, warum die Injektionseffizienz oberhalb der Schwelle während der Alterung konstant bleibt. Bei

kleinen Strömen werden jedoch weniger Ladungsträger in die Quantenfilme injiziert, da sie außerhalb der Quantenfilme parasitär rekombinieren. Dies stimmt auch mit der durch Hakki-Paoli-Messungen festgestellten Verschiebung der Emissionswellenlänge überein.

Für die exakte Identifikation der Degradationsursache sind weitere Experimente notwendig, die jedoch den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. Die Entwicklung eines Ladungsträgertransportmodells, das die experimentellen Ergebnisse nachbildet, ist in jedem Fall ein wichtiger Schritt, um einen tieferen Einblick in die physikalischen Zusammenhänge zu bekommen. Ein derartiges Modell kann dann nicht nur dafür genutzt werden, den Transport zu verbessern, sondern auch die physikalischen Vorgänge während der Degradation zu untersuchen.

Kapitel 8

Auswirkung der abnehmenden Injektionseffizienz auf die Modellierung von *L-I*-Kennlinien

In Kapitel 6 wurde eine auf einem linearen Gewinnmodell basierende Gleichung für die Laserschwelle hergeleitet. Zusammen mit den Ergebnissen aus Kapitel 3 bezüglich der Stromabhängigkeit der Injektionseffizienz und damit der Steilheit, kann die *L-I*-Kennlinie grüner Laserdioden in sehr guter Übereinstimmung nachgebildet werden. Berücksichtigt man weiterhin den thermischen Widerstand der Laserdioden, kann auch die Leistung im CW-Betrieb berechnet werden. Diese Ergebnisse werden in diesem Kapitel genutzt, um die Abhängigkeit der Laserperformance von den internen Verlusten, den Spiegelverlusten und der thermischen Anbindung aufzuzeigen.

8.1 Berechnung von *L-I*-Kennlinien für grüne Laserdioden

Gemäß den Ergebnissen aus Kapitel 3 ist die Steilheit grüner Laserdioden nicht konstant, sondern nimmt als Funktion des Operationsstromes ab. Aus diesem Grund kann die Ausgangsleistung nicht als Produkt der Steilheit und der Differenz des Stromes und des Schwellstroms (vgl. 2.27) berechnet werden. Für die Ausgangsleistung gilt stattdessen

$$P_{\text{op}}(I) = \int_{I_{\text{th}}}^I Sh(I) dI = \int_{I_{\text{th}}}^I \frac{hc}{\lambda q} \frac{\alpha_{\text{m}}}{\alpha_{\text{m}} + \alpha_{\text{i}}} \eta_{\text{inj}}(I) dI \quad , \quad (8.1)$$

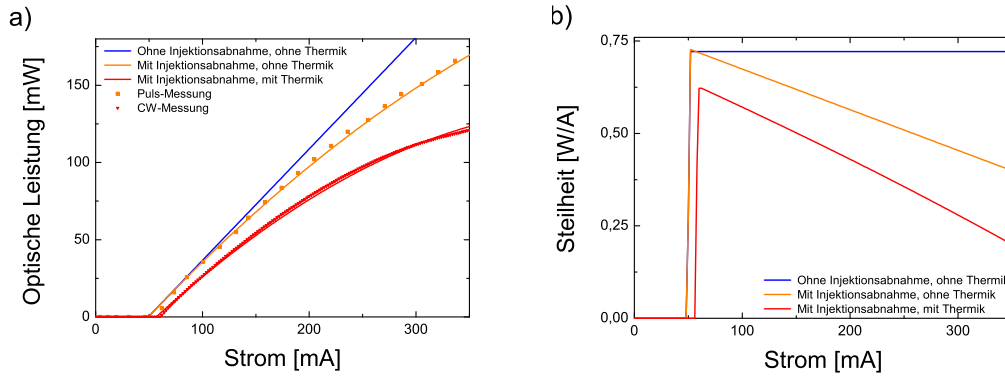


Abbildung 8.1: a) Vergleich experimenteller Daten mit berechneten *L-I*-Kennlinien einer grünen Laserdiode. Die blaue Kurve zeigt den Verlauf einer idealen Diode ohne Injektionsabnahme oder parasitärer ohmscher Erwärmung. In b) ist die zugehörige Steilheit als Funktion des Stroms dargestellt.

wobei für η_{inj} die in Gleichung 3.5 hergeleitete lineare Beziehung eingesetzt werden muss. Die internen Parameter zur Bestimmung der Schwellstromdichte wurden in Abschnitt 6.2 mittels Hakki-Paoli-Analysen bestimmt. Oberhalb der Schwelle muss jedoch mit geringeren internen Verlusten gerechnet werden, da die Quantenfilme in diesem Operationsbereich nicht mehr absorbieren (vgl. Abschnitt 6.2).

In Abbildung 8.1 a) ist die gute Übereinstimmung des Modells mit gepulsten und CW-Kennlinien gezeigt.

Die blaue Kurve stellt die *L-I*-Kennlinie einer idealen grünen Laserdiode ohne stromabhängige Injektionsabnahme und ohne den Einfluss parasitärer ohmscher Erwärmung dar. In 8.1 b) ist die Steilheit als Funktion des Stromes dargestellt. Die zusätzliche Abnahme der Injektionseffizienz beim Vergleich von gepulster Messung zum CW-Betrieb erklärt sich durch die Erhöhung der Schwelle und damit des Betriebstromes in Folge der Selbsterwärmung. Für den thermischen Widerstand wurde 34K/W angenommen, was in guter Übereinstimmung zu experimentell bestimmten Werten liegt.

In Abbildung 8.2 ist der Verlust an optischer Leistung aufgrund der abnehmenden Injektionseffizienz, der Selbsterwärmung sowie der Kombination beider Effekte im Falle des CW-Betriebes dargestellt. Es zeigt sich, dass bei sehr hohen Strömen die Verluste aufgrund des Ladungsträgeroverflows sogar dominieren.

Allerdings begrenzt die stromabhängige Alterung den maximal zulässigen Betriebsstrom. Innerhalb des regulären Operationsbereichs sind die Verluste durch die Selbsterwärmung dominiert, wohingegen die Reduktion von η_{inj} vernachlässigbar ist. Im Folgenden soll die Schwierigkeit der Optimierung von grünen Laserdioden durch die Abhängigkeit der Laserperformance von den internen Verlusten, der Verspiegelung,

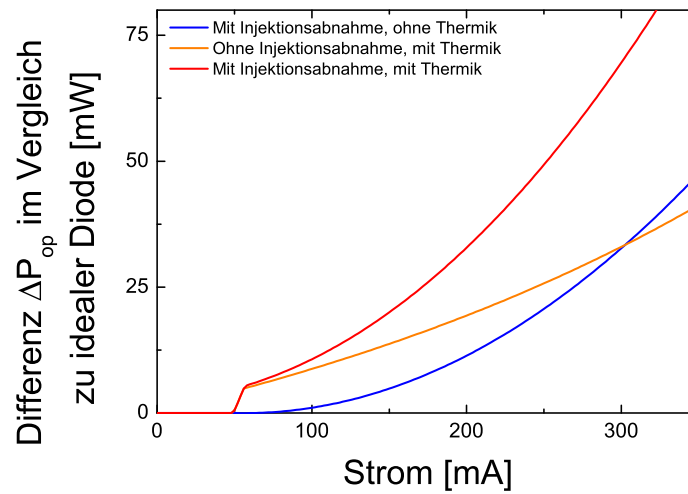


Abbildung 8.2: Verlust an optischer Ausgangsleistung im Vergleich zu einer idealen Diode kennlinie aufgrund der unterschiedlichen Beiträge.

der Montage und des Operationspunktes diskutiert werden.

8.1.1 Abhängigkeit der Laserschwelle von internen Verlusten und der Verspiegelung

Mit Hilfe des im vorigen Abschnittes vorgestellten Modells lässt sich der Einfluss der internen Verluste sowie der Verspiegelung auf die Laserschwelle berechnen. In Abbildung 8.3 a) ist die Laserschwelle für verschiedene Spiegelkombinationen als Funktion der internen Verluste dargestellt. Je höher die internen Verluste, desto höher ist auch die Laserschwelle. Die Spiegelverluste α_m lassen sich mit Hilfe von Formel 2.23 berechnen. Je höher die internen Verluste sind, desto höher muss die Reflektivität der AR-Facette gewählt werden, um moderate Schwellströme zu erreichen.

Für den realen Betrieb muss jedoch zusätzlich noch der Einfluss der Selbsterwärmung berücksichtigt werden. In Darstellung 8.3 b) sind berechnete L - I -Kennlinien für unterschiedliche thermische Widerstände gezeigt. Der thermische Widerstand variiert hierbei zwischen 28 und 46K/W. Zusammen mit der abnehmenden Injektionseffizienz führt die parasitäre Selbsterwärmung zu einem Biegen der Kennlinie. Ist die intrinsische Temperaturerhöhung zu groß, rollt die Kennlinie über und die Ausgangsleistung nimmt trotz steigendem Operationsstrom wieder ab. Für die Wahl einer geeigneten Verspiegelung ist zum einen die Kenntnis der internen Parameter sowie des thermischen Widerstandes notwendig, aber auch der spätere Operationspunkt des Bauteils.

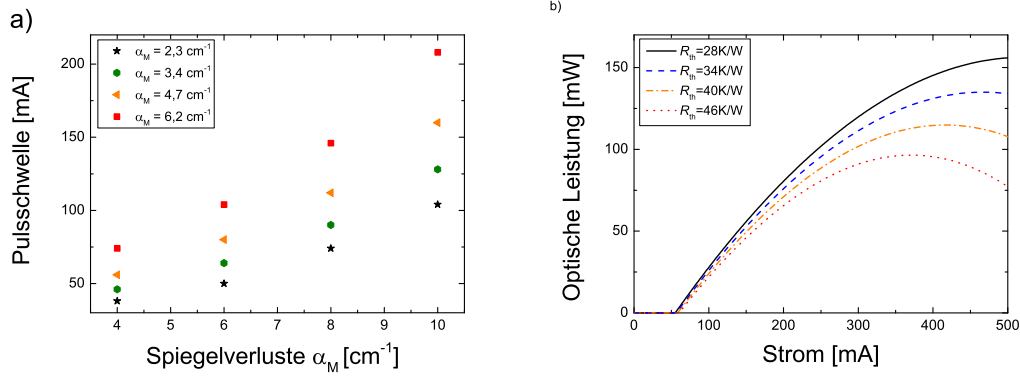


Abbildung 8.3: a) Berechnete Laserschwelle für grüne Dioden als Funktion der Spiegelverluste bei unterschiedlichen internen Verlusten. b) Einfluss des thermischen Widerstandes auf die L - I -Kennlinien.

8.1.2 Abhängigkeit des Operationsstromes von der Verspiegelung

Die Wahl der richtigen Verspiegelung ist stark abhängig von den internen Verlusten und dem Operationspunkt. Für kleine Ausgangsleistungen ist die Wahl einer hohen Verspiegelung der Auskoppelfacetten vorteilhaft. Zwar nimmt man eine damit einhergehende Abnahme der Steilheit in Kauf, jedoch sinkt der Operationsstrom mit steigender Verspiegelung, wie in Abbildung 8.4 a) gezeigt. Bei hohen Ausgangsleistungen hingegen erscheint zunächst eine Verspiegelung mit niedriger Reflektivität auf der AR-Seite durch die damit erhöhte Steilheit vorteilhaft. Demgegenüber steht jedoch die Erhöhung der Schwelle und damit auch eine Zunahme des Einflusses der parasitären Selbsterwärmung.

Abhängig von den internen Verlusten ergibt sich, wie in Abbildung 8.4 b) für 70 mW Ausgangsleistung gezeigt, eine unterschiedliche optimale Verspiegelung. Für interne Verluste von 4 cm^{-1} ergibt sich eine optimale Verspiegelung von 4 cm^{-1} . Im Falle erhöhter interner Verluste von 6 cm^{-1} ergibt sich hingegen ein minimaler Operationsstrom von $\alpha_m = 3,4 \text{ cm}^{-1}$.

Die Optimierung einer Laserdiode ist somit nicht nur auf die strukturelle Verbesserung beschränkt. Zwar ermöglicht ein verbesserter Ladungsträgertransport oder eine Erhöhung des optischen Gewinns die Optimierungsfreiheitsgrade, aber auch die Wahl einer entsprechenden Verspiegelung oder einer passenden Montage ist ausschlaggebend für die Bauteilperformance. Gerade jedoch im Bestreben, die Ausgangsleistung zu erhöhen und die Effizienz grüner Laserdioden weiter zu verbessern, ist es notwendig, den Einfang der Löcher in die Quantenfilme zu verbessern und damit das Biegen der Kennlinien zu minimieren.

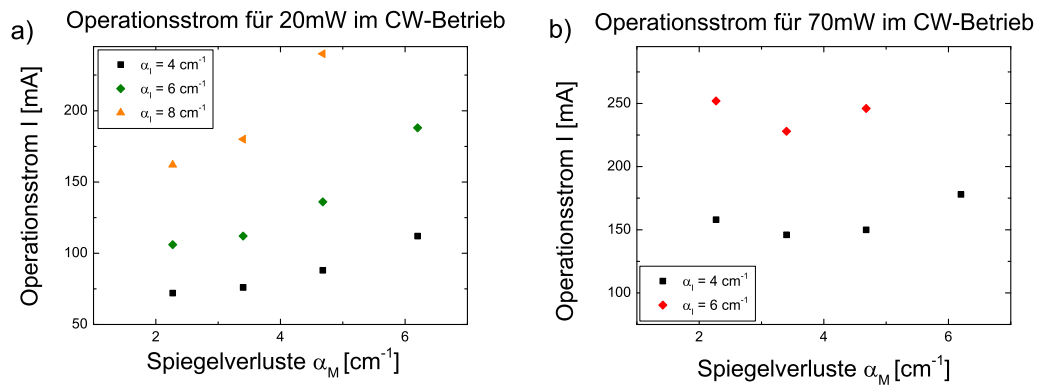


Abbildung 8.4: Berechneter Operationsstrom einer grünen Diode für eine optische Leistung von a) 20mW und b) 70mW als Funktion der Spiegelverluste bei unterschiedlichen internen Verlusten.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die physikalischen Ursachen des unterschiedlichen Verhaltens grüner Laserdioden im Vergleich zu blauen Bauelementen zu identifizieren. Aus diesem Grund wurden zunächst die elektro-optischen Eigenschaften von blauen und grünen InGaN-basierten Laserdioden mit Hilfe gepulster L - I -Kennlinien analysiert und miteinander verglichen. Dabei zeigte sich, dass der grüne Laser Abweichungen von dem idealen Verhalten eines Halbleiterlasers aufweist. Während weder die internen Verluste noch die Injektionseffizienz beider Lasertypen eine explizite Temperaturabhängigkeit im Bereich von 10-90°C aufweisen, zeigt sich im Bezug auf die Stromabhängigkeit der Injektionseffizienz ein unterschiedliches Verhalten. Bei blauen InGaN-Laserdioden kann die Injektionseffizienz als konstant angesehen werden, wohingegen η_{inj} bei grünen Bauteilen eine stromabhängige Abnahme aufweist. Diese konnte mit einem unzureichenden Einfang der Ladungsträger in die Quantenfilme korreliert werden.

Anschließend wurde mit Hilfe von Teststrukturen untersucht, ob die Reduktion der Injektionseffizienz durch ein Überschießen von Elektronen oder Löchern verursacht wird. Durch die Variation des Aluminiumgehaltes in der Elektronenbarriere wurde der unzureichende Einfang von Elektronen in die Quantenfilme nachgewiesen. Obwohl die Qualität der EBL einen drastischen Einfluss auf die Absolutwerte der Injektionseffizienz hat, zeigte sich jedoch keine Auswirkung auf die relative Abnahme von η_{inj} als Funktion des Stroms. Stattdessen konnte durch eine Teststruktur mit n -seitiger InGaN-Detektionsschicht ein stromabhängiges Überschießen von Löchern nachgewiesen werden.

Entgegen theoretischen Vorhersagen [125] und Berechnungen mit kommerziellen Simulationsprogrammen zeigte die Injektionseffizienz keine Abhängigkeit von der Anzahl der verwendeten Quantenfilme. Zwar konnten die verwendeten Modelle bereits fundamentale Trends, wie beispielsweise den Einfluss von Heterobarrieren auf die Operationsspannung, richtig vorhersagen, aber der Ladungsträgertransport, insbesondere im Bezug auf den Lochtransport, wird im Detail noch nicht richtig wieder-

gegeben.

Um den Einfluss der stromabhängigen Injektionseffizienz auf die Laserschwelle, insbesondere den temperaturabhängigen Anstieg, zu analysieren, wurden die entsprechenden Einflussgrößen im weiteren Verlauf der Arbeit experimentell quantifiziert und es wurde ein empirisches Modell für die Laserschwelle hergeleitet.

Die optische Verstärkung wurde für unterschiedliche Temperaturen und Betriebsströme mit Hilfe von Hakki-Paoli-Messungen untersucht. Für die Herleitung einer Schwellbedingung ist jedoch die Verstärkung als Funktion der Ladungsträgerdichte notwendig. Die für die Umrechnung des Stroms in Ladungsträgerdichte erforderlichen Rekombinationsparameter wurden für Temperaturen von 25 bis 80°C bestimmt.

Die experimentellen Daten der Hakki-Paoli-Messungen wurden genutzt, um die physikalischen Parameter eines linearen Gewinnmodells zu bestimmen, insbesondere die Temperaturabhängigkeit der Transparenzladungsträgerdichte und des differentiellen Gewinns. Auf der Grundlage dieses Parametersatzes wurden dann die Einflussgrößen des temperaturabhängigen Schwellanstiegs anhand der Schwellbedingung, basierend auf dem linearen Gewinnmodell, hergeleitet. Somit konnte die Ladungsträgerlebensdauer, welche in dem betreffenden Operationsregime maßgeblich durch Auger-Verluste dominiert ist, als Hauptursache für den temperaturabhängigen Schwellstromanstieg identifiziert werden.

Um die Langzeitstabilität der Injektionseffizienz zu untersuchen, wurden zunächst die Beschleunigungsfaktoren der Degradation grüner Laserdioden untersucht. Es zeigte sich, dass die Alterung der Bauteile elektro-thermisch aktiviert ist und sich damit vergleichbar zu dem Degradationsmechanismus von Blu-Ray Lasern verhält. Durch die Alterung einer grünen Laserdiode im Wechsel zwischen zwei unterschiedlichen Betriebszuständen, bei denen die Temperatur der aktiven Zone konstant gehalten wurde, konnte der Strom als dominierender Einflussfaktor identifiziert werden. Während des elektrischen Betriebs zeigt die Schwelle einen wurzelförmigen Anstieg, welcher bereits von blauen Laserdioden bekannt ist. Die Steilheit und damit auch die Injektionseffizienz oberhalb der Schwelle nehmen jedoch während der Degradation nicht ab. Auch die optische Verstärkung, welche durch Hakki-Paoli-Messungen vor bzw. nach Degradation charakterisiert wurde, bleibt unverändert. Allerdings konnte nachgewiesen werden, dass die Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen während des Betriebs abnimmt.

Basierend auf den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Rekombinationsparametern konnte abgeschätzt werden, dass sich die Rate der defekt-assistierten Rekombinationsprozesse in den Quantenfilmen verdreifachen müsste, um die experimentell beobachtete Zunahme der Schwelle um 20% zu erklären. Dies ist unwahrscheinlich und konnte durch einen Vergleich des experimentell bestimmten EL-Verhaltens einer grünen Laserdiode unterhalb der Schwelle vor bzw. nach der Alterung mit berechneten Kennlinien als Ursache ausgeschlossen werden.

In den Untersuchungen des Ladungsträgertransportes wurde gezeigt, dass auch außerhalb der Quantenfilme eine nicht zu vernachlässigende Ladungsträgerdichte existiert. Die Degradation muss somit nicht auf die Quantenfilme beschränkt sein, sondern kann auch in den Wellenleiterschichten stattfinden. Durch einen Anstieg der defekt-assistierten Rekombinationsrate außerhalb der Quantenfilme gelangen immer weniger Ladungsträger in die aktive Zone. Bei höheren Strömen und damit Ladungsträgerdichten sättigen die defekt-assistierten Prozesse, was wiederum in Einklang mit der konstant bleibenden Injektionseffizienz oberhalb der Laserschwelle steht.

Abschließend wurden die phänomenologischen Modelle für Schwelle und Steilheit kombiniert, um die Einflüsse der stromabhängigen Injektionseffizienz, einer variierenden Verspiegelung, der internen Verluste sowie der thermischen Anbindung auf die Performance von grünen Laserdioden aufzuzeigen. Es zeigte sich, dass die thermischen Verluste die Abweichung der Bauteilperformance von einem idealen Laser bei kleinen Strömen bzw. Ausgangsleistungen dominieren. Bei höheren Strömen und somit größeren Ausgangsleistungen fällt die stromabhängige Injektionseffizienz zunehmend ins Gewicht, bis sie sogar den thermischen Einfluss übertrifft. Dies gibt somit einen wichtigen Ansatzpunkt, um die Performance grüner Laserdioden weiter zu steigern.

In dieser Arbeit konnte somit aufgezeigt werden, warum die Performance von grünen Laserdioden von dem idealen Verhalten blauer Laser neben der schon bekannten Abnahme des optischen Gewinns abweicht und somit wichtige Ansatzpunkte für künftige Optimierungsprozesse liefert. Obwohl grüne Laserdioden mittlerweile kommerziell von mehreren Herstellern verfügbar sind, wird die Weiterentwicklung langwelliger Bauelemente auch in Zukunft ein hoch interessantes Forschungsgebiet bleiben. Dies betrifft nicht nur die Verbesserung der Qualität hoch indiumhaltiger Schichten, die Entscheidung welche Kristallrichtung die besseren Voraussetzungen bietet, sondern auch das Generieren eines grundlegenden Verständnisses des Ladungsträgertransportes in solchen Strukturen. Auch die Identifikation der Degradationsursache bleibt weiterhin Gegenstand intensiver Forschung und Diskussion.

9.1 Summary

The intention of this work was to identify the physical reasons for the different behavior of green laser diodes compared to blue devices. Therefore the electro-optical properties of blue and green InGaN-based laser diodes were analyzed, based on a comparison of pulsed L - I -characteristics. In doing so, a deviation of the behavior of a perfect semiconductor laser diode was observed for the green laser. Although no explicit temperature dependence of the internal losses and the injection efficiency was observed in the range of 10-90°C, a variation, concerning the current dependence of the injection efficiency, was revealed. The injection efficiency of blue laser diodes can be taken as constant whereas η_{inj} decreases as a function of current. This reduction was correlated with an insufficient capture of carriers into the quantum wells. In the following the question whether the decreasing injection efficiency was caused by overflow of electrons or holes was examined by the use of test structures. By varying the aluminum content of the electron blocking layer (EBL) the insufficient capture of electrons by the green quantum wells was proven. Although the quality of the EBL has an enormous influence on the absolute values of the injection efficiency, there was no impact on the relative decrease of η_{inj} as a function of current. Instead of that a current dependent overshoot of holes was observed by the use of test structures with InGaN-detection layers on the n -side. In contrast to theoretical predictions [125] and calculations using commercial simulation software, the injection efficiency showed no dependence on the number of inserted quantum wells. Nevertheless, the models used for simulations were able to predict fundamental trends, like the influence of hetero-barriers on the operation voltage. However, the carrier transport, especially regarding the transport of holes, is not described properly in detail. To analyze the influence of the current dependent injection efficiency on laser threshold, especially with regard to temperature dependent increase, the key parameters were quantified in the course of this work. These values were combined with an empirical model for laser threshold. The optical gain was analyzed by Hakki-Paoli-measurements for varying case temperatures and operation currents. However, for the derivation of laser threshold condition the optical gain is required as a function of carrier density. The recombination coefficients that are necessary for the translation of current to carrier density were determined for case temperatures from 25 to 80°C. The experimental data of the Hakki-Paoli-analysis was used to determine the physical parameters of a linear gain model especially with regard to temperature dependence of transparency carrier density and differential gain. Based on this set of parameters, the determining factors for the temperature dependent increase of laser threshold was evaluated using a linear gain model. This way the carrier lifetime which is dominated by Auger-recombination processes in the corresponding operation regime was identified as the root cause for the temperature dependent increase of laser threshold. In order to investigate the long-term stabi-

lity of the injection efficiency, the acceleration factors of the degradation of green laser diodes were determined primarily. It was shown that the device degradation is electro-thermally activated and therefore comparable to the degradation behavior of Blu-Ray laser diodes. Current was identified to be the root cause for degradation of green laser diodes. For the corresponding analysis, a green laser diode was alternatingly operated in two different operation conditions that were chosen to keep the temperature of the active region constant throughout the experiment. In electrical operation, the threshold current of green laser diodes show a square-root like increase which is known from blue laser diodes. However, the slope efficiency and therefore also the injection efficiency above threshold show no decrease in degradation. Optical gain was analyzed before and after degradation by Hakki-Paoli-measurements, but no change could be detected. However, it was shown that the carrier density within the quantum wells decreases during operation. Based on the recombination coefficients for green laser diodes that were determined within the framework of this thesis, it was estimated that the rate of defect-assisted recombination processes would have to increase by a factor of three in order to explain the experimentally observed 20 per cent increase of laser threshold. This unreasonable hypothesis was excluded by comparing the *EL*-behavior of a green laser diode below threshold before and after degradation. As an outcome of the investigations done on carrier transport, the existence of non-negligible carrier densities outside the green quantum wells is known. Therefore the degradation of green laser diodes is not necessarily limited to the quantum wells, but can also take place within the wave-guiding layers. By an increasing rate of defect-assisted recombination processes outside the quantum wells, less and less carrier are injected into the active region. At higher currents and therefore higher carrier densities, the defect-assisted recombination processes saturate which would explain the constant injection efficiency above threshold. Finally, the phenomenological models for threshold current and slope efficiency were combined to demonstrate the impact of current dependent injection efficiency, varying mirror losses, different internal losses as well as the thermal connection on the performance of green laser diodes. It was shown that the deviation in performance of green lasers compared to an ideal laser diode is dominated by thermal losses for small currents and little output powers, respectively. At higher currents and therefore higher optical powers, the current-dependent injection efficiency influences the laser performance more and more until it even becomes the dominating loss mechanism. These results give useful hints for further optimizing the performance of green lasers. In summary, the reason for the deviation of the performance of green laser diodes from the behavior of an ideal device besides the well-known fact of decreasing optical gain as a function of wavelength was identified. This gives important hints for further optimization steps. Although green laser diodes are commercially available by several manufacturers these days, the further development of long-wavelength-emitting devices will stay an interesting area of research in the future. This does not only

affect the improvement of high-indium containing layers, the decision about the best crystal orientation but also the generation of a fundamental understanding of carrier transport in such structures. The identification of the root cause of degradation mechanisms in green laser diodes will also be in the focus of intense scientific research and discussions.

Veröffentlichungen im Rahmen dieser Arbeit

Publikationen als Autor

Current dependence of electro-optical parameters in green and blue (AlIn)GaN laser diodes

Hager, T., Bruderl, G., Lerner, T., Tautz, S., Gomez-Iglesias, A., Müller, J., Avramescu, A., Eichler, C., Gerhard, S. und Strauss, U., Applied Physics Letters, 101, 17, 171109–171109, (2012)

Carrier transport in green AlInGaN based structures on c-plane substrates

Hager, T., Binder, M., Brüderl, G., Eichler, C., Avramescu, A., Wurm, T., Gomez-Iglesias, A., Stojetz, B., Tautz, S., Galler, B., Gerhard, S., Zeisel, R. und Strauss, U., Applied Physics Letters, 102, 231102, (2013)

Power blue and green laser diodes and their applications

Hager, T., Strauss, U., Eichler, C., Vierheilig, C., Tautz, S., Brüderl, G., Stojetz, B., Wurm, T., Avramescu, A., Somers, A., Ristic, J., Gerhard, S., Lell, A., Morgott, S. und Mehl, O., SPIE OPTO, International Society for Optics and Photonics, 86400G–86400G, (2013)

Publikationen als Co-Autor

Beyond blue pico laser: development of high power blue and low power direct green

Vierheilig, C., Eichler, C., Tautz, S., Lell, A., Müller, J., Kopp, F., Stojetz, B., Hager, T., Brüderl, G., Avramescu, A., Lerner, T., Ristic, J. und Strauss, U., SPIE OPTO, 82770K–82770K, International Society for Optics and Photonics, (2012)

Study of defects and lifetime of green InGaN laser diodes

Strauss, U., Lerner, T., Müller, J., Hager, T., Brüderl, G., Avramescu, A., Lell, A. und Eichler, C., physica status solidi (a), 209, 3, 481–486, Wiley Online Library, (2012)

Blue and green nitride based laser diodes for projection

Brüderl, G., Hager, T., Vierheilig, C., Eichler, C., Tautz, S., Stojetz, B., Lerner, T., Avramescu, A. und Strauss, U., Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), 1–1, IEEE, (2013)

Laser Diodes Shine Brighter: Pushing-up the Output Power of Direct Green and Blue Diodes for Laser Projection

Avramescu, A., Eichler, C., Hager, T., Lerner, T., Vierheilig, C., Tautz, S., Lell, A., Müller, J., Kopp, F., Stojetz, B., Ristic, J., Brüderl, G. und Strauss, U., The 1st Laser Display Conference (LDC'12), Yokohama, Japan, (2012)

Identification of nnp and npp Auger recombination as significant contributor to the efficiency droop in (GaIn) N quantum wells by visualization of hot carriers in photoluminescence

Binder, M., Nirschl, A., Zeisel, R., Hager, T., Lugauer, H.-J., Sabathil, M., Bougeard, Dominique, Wagner, J. und Galler, B., Applied Physics Letters, 103, 7, 071108–071108, (2013)

21.4 Gb/s Discrete Multitone Transmission over 50-m SI-POF employing 6-channel WDM

Kruglov, R. (1), Vinogradov, J.(1), Loquai, S.(1), Ziemann, O.(1), Bunge, C.-A.(2), Hager, T.(3), Strauss, U.(3), OFC 2014 at the Moscone Center, March 9-13, 2014, to be published

Recent advances in c-plane GaN visible lasers

Strauss, U., Hager, T., Kopp, F., Somers, A., Eichler, C., Vierheilig, C., Löffler, A., Ristic, J., Avramescu, A., SPIE OPTO, International Society for Optics and Photonics, to be published

Literaturverzeichnis

- [1] ADACHI, Masahiro ; YOSHIKUNI, Yusuke ; ENYA, Yohei ; KYONO, Takashi ; SUMITOMO, Takamichi ; TOKUYAMA, Shinji ; TAKAGI, Shinpei ; SUMIYOSHI, Kazuhide ; SAGA, Nobuhiro ; IKEGAMI, Takatoshi ; UENO, Masaki ; KATAYAMA, Koji ; NAKAMURA, Takao: Low Threshold Current Density InGaN Based 520–530 nm Green Laser Diodes on Semi-Polar $\{20\bar{2}1\}$ Free-Standing GaN Substrates. In: *Applied Physics Express* 3 (2010), Nr. 12, 121001. <http://dx.doi.org/10.1143/APEX.3.121001>. – DOI 10.1143/APEX.3.121001
- [2] AKASAKI, Isamu ; AMANO, H. ; KITO, M. ; HIRAMATSU MUE.: Photoluminescence of Mg-doped p-type GaN and electroluminescence of GaN pn junction LED. In: *Journal of luminescence* 48 (1991), S. 666–670
- [3] AMMAN, Markus-Christian ; AMMAN, Markus-Christian (Hrsg.): *Skript zur Vorlesung Optoelectronics SS 2008*. Prof. Markus-Christian Amman, 2008
- [4] AVRAMESCU, Adrian ; LERMER, Teresa ; MUELLER, Jens ; TAUTZ, Sonke ; QUEREN, Désirée ; LUTGEN, Stephan ; STRAUB, Uwe: InGaN laser diodes with 50 mW output power emitting at 515 nm. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), Nr. 7, S. 071103–071103
- [5] AVRAMESCU, Adrian ; LERMER, Teresa ; MÜLLER, Jens ; EICHLER, Christoph ; BRÜDERL, Georg ; SABATHIL, Matthias ; LUTGEN, Stephan ; STRAUSS, Uwe: True Green Laser Diodes at 524nm with 50mW Continuous Wave Output Power on c-Plane GaN. In: *Applied Physics Express* 3 (2010), S. 061003
- [6] BERNARD, Maurice G. A. ; DURAFFOURG, Georges: Laser Conditions in Semiconductors. In: *physica status solidi (b)* 1 (1961), Nr. 7, 699–703. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.19610010703>. – DOI 10.1002/pssb.19610010703. – ISSN 1521–3951
- [7] BINDER, M. ; NIRSCHL, A. ; ZEISEL, R. ; HAGER, T. ; LUGAUER, H.-J. ; SABATHIL, M. ; BOUGEARD, D. ; WAGNER, J. ; GALLER, B.: Identification of nnp and npp Auger recombination as significant contributor to the efficiency

- droop in (GaIn) N quantum wells by visualization of hot carriers in photoluminescence. In: *Applied Physics Letters* 103 (2013), Nr. 7, S. 071108–071108
- [8] BOUR, D.P. ; TREAT, David W. ; THORNTON, R.L. ; GEELS, Randall S. ; WELCH, D.F.: Drift leakage current in AlGaInP quantum-well lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29 (1993), Nr. 5, S. 1337–1343. <http://dx.doi.org/10.1109/3.236147>. – DOI 10.1109/3.236147. – ISSN 0018–9197
- [9] BRUENINGHOFF, S. ; TAUTZ, S. ; SABATHIL, M. ; QUEREN, D. ; LUTGEN, S. ; STRAUSS, U.: Temperature dependence of blue InGaN lasers. In: *Proc 7216 SPIE OPTO: Integrated Optoelectronic Devices -72161C* (2009), S. 72161C–72161C. – International Society for Optics and Photonics
- [10] BULASHEVICH, K.A. ; MYMRIN, V.F. ; KARPOV, S. Y. ; ZHMAKIN, I.A. ; ZHMAKIN, A.I.: Simulation of visible and ultra-violet group-III nitride light emitting diodes. In: *Journal of Computational Physics* 213 (2006), Nr. 1, S. 214–238
- [11] CAO, X.A. ; LEBOEUF, S.F. ; DEVELYN, M.P. ; ARTHUR, S.D. ; KRETCHMER, J. ; YAN, C.H. ; YANG, Z.H.: Blue and near-ultraviolet light-emitting diodes on free-standing GaN substrates. In: *Applied physics letters* 84 (2004), Nr. 21, S. 4313–4315
- [12] CAO, X.A. ; YANG, Y. ; GUO, H.: On the origin of efficiency roll-off in InGaN-based light-emitting diodes. In: *Journal of Applied Physics* 104 (2008), Nr. 9, S. 093108–093108
- [13] CASTIGLIA, A. ; FELTIN, E. ; DORSAZ, J. ; COSENDEY, G. ; CARLIN, J-F ; BUTTE, R. ; GRANDJEAN, N.: Blue laser diodes including lattice-matched Al_{0.83}In_{0.17}N bottom cladding layer. In: *Electronics Letters* 44 (2008), Nr. 8, S. 521–522. <http://dx.doi.org/10.1049/el:20080495>. – DOI 10.1049/el:20080495. – ISSN 0013–5194
- [14] CHEN, Jun-Rong ; LEE, Chung-Hsien ; KO, Tsung-Shine ; CHANG, Yi-An ; LU, Tien-Chang ; KUO, Hao-Chung ; KUO, Yen-Kuang ; WANG, Shing-Chung: Effects of built-in polarization and carrier overflow on InGaN quantum-well lasers with electronic blocking layers. In: *Journal of Lightwave Technology* 26 (2008), Nr. 3, S. 329–337
- [15] CHICHIBU, S.F. ; MARCHAND, H. ; MINSKY, M.S. ; KELLER, S. ; FINI, P.T. ; IBBETSON, J.P. ; FLEISCHER, S.B. ; SPECK, J.S. ; BOWERS, J.E. ; HU, E. u. a.: Emission mechanisms of bulk GaN and InGaN quantum wells prepared by lateral epitaxial overgrowth. In: *Applied physics letters* 74 (1999), Nr. 10, S. 1460–1462

- [16] CHICHIBU, Shigefusa F. ; UEDONO, Akira ; ONUMA, Takeyoshi ; HASKELL, Benjamin A. ; CHAKRABORTY, Arpan ; KOYAMA, Takahiro ; FINI, Paul T. ; KELLER, Stacia ; DENBAARS, Steven P. ; SPECK, James S. u. a.: Origin of defect-insensitive emission probability in In-containing (Al, In, Ga) N alloy semiconductors. In: *Nature materials* 5 (2006), Nr. 10, S. 810–816
- [17] CHUNG, H.M. ; CHUANG, W.C. ; PAN, Y.C. ; TSAI, C.C. ; LEE, M.C. ; CHEN, W.H. ; CHEN, W.K. ; CHIANG, C.I. ; LIN, C.H. ; CHANG, H.: Electrical characterization of isoelectronic In-doping effects in GaN films grown by metalorganic vapor phase epitaxy. In: *Applied Physics Letters* 76 (2000), Nr. 7, S. 897–899
- [18] COLDREN, L. A. ; CORZINE, S. W. ; CHANG, Kai (Hrsg.): *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley-Interscience, WILEY SERIES IN MICRO-WAVE AND OPTICAL ENGINEERING, 1995
- [19] DANHOF, J. ; SOLOWAN, H.-M. ; SCHWARZ, U.T. ; KANETA, A. ; KAWAKAMI, Y. ; SCHIAVON, D. ; MEYER, T. ; PETER, M.: Lateral charge carrier diffusion in InGa_N quantum wells. In: *physica status solidi (b)* 249 (2012), Nr. 3, S. 480–484
- [20] DIEHL, Roland: *High-power diode lasers: fundamentals, technology, applications*. Bd. 78. Springer Verlag, 2000
- [21] DORSAZ, J. ; BOIKO, D.L. ; SULMONI, L. ; CARLIN, J-F ; SCHEIBENZUBER, W.G. ; SCHWARZ, U.T. ; GRANDJEAN, N.: Optical bistability in InGa_N-based multisection laser diodes. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 19, S. 191115–191115–3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3591977>. – DOI 10.1063/1.3591977. – ISSN 0003–6951
- [22] EICHLER, C.: Themisches Management InGa_N Laser. In: *Cuvillier Verlag Goettingen* 1 (2005), S. 161
- [23] ELISEEV, Petr G. ; OSINSKI, Marek ; LI, Hua ; AKIMOVA, Irina V.: Recombination balance in green-light-emitting Ga_N/InGa_N/AlGa_N quantum wells. In: *Applied Physics Letters* 75 (1999), Nr. 24, S. 3838–3840
- [24] ELLMERS, C. ; GIRNDT, A. ; HOFMANN, M. ; KNORR, A. ; RÜHLE, W. W. ; JAHNKE, F. ; KOCH, S. W. ; HANKE, C. ; KORTE, L. ; HOYLER, C.: Measurement and calculation of gain spectra for (GaIn)As/(AlGa)As single quantum well lasers. In: *Applied Physics Letters* 72 (1998), Nr. 13, 1647–1649. <http://dx.doi.org/10.1063/1.121140>. – DOI 10.1063/1.121140
- [25] EMANUEL, M.A. ; SKIDMORE, J.A. ; JANSEN, M. ; NABIEV, R.: High-power InAlGaAs-GaAs laser diode emitting near 731 nm. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 9 (1997), Nr. 11, S. 1451–1453

- [26] FLORY, Curt A. ; HASNAIN, Ghulam: Modeling of GaN optoelectronic devices and strain-induced piezoelectric effects. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 37 (2001), Nr. 2, S. 244–253
- [27] FUNATO, Mitsuru ; UEDA, Masaya ; INOUE, Daisuke ; KAWAKAMI, Yoichi ; NARUKAWA, Yukio ; MUKAI, Takashi: Experimental and theoretical considerations of polarization field direction in semipolar InGa_N/Ga_N quantum wells. In: *Applied Physics Express* 3 (2010), Nr. 7, S. 1001
- [28] GALLER, B. ; DRECHSEL, P. ; MONNARD, R. ; RODE, P. ; STAUSS, P. ; FROEHLICH, S. ; BERGBAUER, W. ; BINDER, M. ; SABATHIL, M. ; HAHN, B. u. a.: Influence of indium content and temperature on Auger-like recombination in InGa_N quantum wells grown on (111) silicon substrates. In: *Applied Physics Letters* 101 (2012), Nr. 13, S. 131111–131111
- [29] GALLER, B. ; LAUBSCH, A. ; WOJCIK, A. ; LUGAUER, H. ; GOMEZ-IGLESIAS, A. ; SABATHIL, M. ; HAHN, B.: Investigation of the carrier distribution in InGa_N-based multi-quantum-well structures. In: *physica status solidi (c)* 8 (2011), Nr. 7-8, S. 2372–2374
- [30] GALLER, B. ; SABATHIL, M. ; LAUBSCH, A. ; MEYER, T. ; HOEPEL, L. ; KRAEUTER, G. ; LUGAUER, H. ; STRASSBURG, M. ; PETER, M. ; BIEBERSDORF, A. ; STEEGMUELLER, U. ; HAHN, B.: Green high-power light sources using InGa_N multi-quantum-well structures for full conversion. In: *physica status solidi (c)* 8 (2011), Nr. 7-8, 2369–2371. <http://dx.doi.org/10.1002/pssc.201001065>. – DOI 10.1002/pssc.201001065. – ISSN 1610–1642
- [31] GOTZ, W. ; JOHNSON, N.M. ; CHEN, C. ; LIU, H. ; KUO, C. ; IMLER, W.: Activation energies of Si donors in Ga_N. In: *Applied Physics Letters* 68 (1996), Nr. 22, S. 3144–3146. <http://dx.doi.org/10.1063/1.115805>. – DOI 10.1063/1.115805. – ISSN 0003–6951
- [32] GOTZ, W. ; JOHNSON, N.M. ; WALKER, J. ; BOUR, D.P. ; AMANO, H. ; AKASAKI, I.: Hydrogen passivation of Mg acceptors in Ga_N grown by metalorganic chemical vapor deposition. In: *Applied physics letters* 67 (1995), Nr. 18, S. 2666–2668
- [33] GRUNDMAN, Marius ; GRUNDMAN, Marius (Hrsg.): *The Physics of Semiconductor - An introduction Including Devices and Nanophysics*. Springer Verlag berlin Heidelberg, 2006
- [34] HACKE, Peter ; MAEKAWA, Atsuyoshi ; KOIDE, Norikatsu ; HIRAMATSU, Kazumasa ; SAWAKI, Nobuhiko: Characterization of the Shallow and Deep Levels

- in Si Doped GaN Grown by Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 33 (1994), Nr. Part 1, No. 12A, 6443-6447. <http://dx.doi.org/10.1143/JJAP.33.6443>. – DOI 10.1143/JJAP.33.6443
- [35] HADER, J ; MOLONEY, JV ; KOCH, SW: Density-activated defect recombination as a possible explanation for the efficiency droop in GaN-based diodes. In: *SPIE OPTO* International Society for Optics and Photonics, 2011, S. 79540H–79540H
- [36] HAGER, T ; BINDER, M ; BRÜDERL, G ; EICHLER, C ; AVRAMESCU, A ; WURM, T ; GOMEZ-IGLESIAS, A ; STOJETZ, B ; TAUTZ, S ; GALLER, B u. a.: Carrier transport in green AlInGaN based structures on c-plane substrates. In: *Applied Physics Letters* 102 (2013), S. 231102
- [37] HAGER, T. ; BRÜDERL, G. ; LERMER, T. ; TAUTZ, S. ; GOMEZ-IGLESIAS, A. ; MÜLLER, J. ; AVRAMESCU, A. ; EICHLER, C. ; GERHARD, S. ; STRAUSS, U.: Current dependence of electro-optical parameters in green and blue (AlIn)GaN laser diodes. In: *Applied Physics Letters* 101 (2012), Nr. 17, 171109. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4764067>. – DOI 10.1063/1.4764067
- [38] HAGER, Thomas ; STRAUSS, Uwe ; EICHLER, Christoph ; VIERHEILIG, Clemens ; TAUTZ, Sönke ; BRÜDERL, Georg ; STOJETZ, Bernhard ; WURM, Teresa ; AVRAMESCU, Adrian ; SOMERS, Andre ; RISTIC, Jelena ; GERHARD, Sven ; LELL, Alfred ; MORGOTT, Stefan ; MEHL, Oliver: Power blue and green laser diodes and their applications. In: *Proc SPIE* 8640 (2013), 86400G-86400G-8. <http://dx.doi.org/10.1117/12.2006220>. – DOI 10.1117/12.2006220
- [39] HAHN, B. ; BAUR, J. ; PETER, M. ; BADER, S. ; LUGAUER, H.J. ; WEIMAR, A.: Recent advances in GaInN LEDs. In: *Proceedings of WOCSDICE* - (2007), S. 3–6
- [40] HAKKI, Basil W. ; PAOLI, Thomas L.: cw degradation at 300 K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain. In: *Journal of Applied Physics* 44 (1973), Nr. 9, S. 4113–4119
- [41] HALL, Re. N.: Electron-hole recombination in germanium. In: *Physical Review* 87 (1952), Nr. 2, S. 387
- [42] HAN, Sang-Heon ; LEE, Dong-Yul ; LEE, Sang-Jun ; CHO, Chu-Young ; KWON, Min-Ki ; LEE, S. P. ; NOH, D.Y. ; KIM, Dong-Joon ; KIM, Yong-Chun ; PARK, Seong-Ju: Effect of electron blocking layer on efficiency droop in InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), Nr. 23, S. 231123–231123–3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3153508>. – DOI 10.1063/1.3153508. – ISSN 0003–6951

- [43] HANGLEITER, A. ; FUHRMANN, D. ; GREWE, M. ; HITZEL, F. ; KLEWER, G. ; LAHMANN, S. ; NETZEL, C. ; RIEDEL, N. ; ROSSOW, U.: Towards understanding the emission efficiency of nitride quantum wells. In: *physica status solidi (a)* 201 (2004), Nr. 12, 2808–2813. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.200405051>. – DOI 10.1002/pssa.200405051. – ISSN 1521–396X
- [44] HANSEN, M. ; PIPREK, J. ; PATTISON, P.M. ; SPECK, J.S. ; NAKAMURA, S. ; DENBAARS, S.P.: Higher efficiency InGaN laser diodes with an improved quantum well capping configuration. In: *Applied Physics Letters* 81 (2002), Nr. 22, S. 4275–4277. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1524690>. – DOI 10.1063/1.1524690. – ISSN 0003–6951
- [45] HEINEN, B. ; ZHANG, Fan ; SPARENBERG, M. ; KUNERT, B. ; KOCH, M. ; STOLZ, W.: On the Measurement of the Thermal Resistance of Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers (VECSELs). In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 48 (2012), july, Nr. 7, S. 934 –940. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.2012.2196678>. – DOI 10.1109/JQE.2012.2196678. – ISSN 0018–9197
- [46] HORIO, K. ; YANAI, H.: Numerical modeling of heterojunctions including the thermionic emission mechanism at the heterojunction interface. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 37 (1990), Nr. 4, S. 1093–1098
- [47] HVAM, J. M.: Direct recording of optical-gain spectra from ZnO. In: *Journal of Applied Physics* 49 (1978), Nr. 6, 3124–3126. <http://dx.doi.org/10.1063/1.325304>. – DOI 10.1063/1.325304
- [48] IVELAND, Justin ; MARTINELLI, Lucio ; PERETTI, Jacques ; SPECK, James S. ; WEISBUCH, Claude: Direct Measurement of Auger Electrons Emitted from a Semiconductor Light-Emitting Diode under Electrical Injection: Identification of the Dominant Mechanism for Efficiency Droop. In: *Physical review letters* 110 (2013), Nr. 17, S. 177406
- [49] JAIN, S.C. ; WILLANDER, M. ; NARAYAN, J. ; OVERSTRAETEN, R.Van: III nitrides: Growth, characterization, and properties. In: *Journal of Applied Physics* 87 (2000), Nr. 3, S. 965–1006. <http://dx.doi.org/10.1063/1.371971>. – DOI 10.1063/1.371971. – ISSN 0021–8979
- [50] KANE, Evan O.: Theory of tunneling. In: *Journal of Applied Physics* 32 (1961), Nr. 1, S. 83–91
- [51] KAUFMANN, U. ; KUNZER, M. ; OBLOH, H. ; MAIER, M. ; MANZ, Ch. ; RAMAKRISHNAN, A. ; SANTIC, B.: Origin of defect-related photoluminescence

- bands in doped and nominally undoped GaN. In: *Phys. Rev. B* 59 (1999), Feb, 5561–5567. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.59.5561>. – DOI 10.1103/PhysRevB.59.5561
- [52] KAUFMANN, U. ; SCHLOTTER, P. ; OBLOH, H. ; KÖHLER, K. ; MAIER, M.: Hole conductivity and compensation in epitaxial GaN: Mg layers. In: *Physical Review B* 62 (2000), Nr. 16, S. 10867
- [53] KELLER, Stacia ; DENBAARS, Steven P.: Metalorganic chemical vapor deposition of group III nitrides: a discussion of critical issues. In: *Journal of crystal growth* 248 (2003), S. 479–486
- [54] KIM, C.C. ; CHOI, Y. ; JANG, Y.H. ; KANG, M.K. ; JOO, Minho ; NOH, M.S.: Degradation modes of high-power InGaN/GaN laser diodes on low-defect GaN substrates. In: *Integrated Optoelectronic Devices 2008* International Society for Optics and Photonics, 2008, S. 68940O–68940O
- [55] KIM, Hee-Jin ; CHOI, Suk ; KIM, Seong-Soo ; RYOU, Jae-Hyun ; YODER, P. D. ; DUPUIS, Russell D. ; FISCHER, Alec M. ; SUN, Kewei ; PONCE, Fernando A.: Improvement of quantum efficiency by employing active-layer-friendly lattice-matched InAlN electron blocking layer in green light-emitting diodes. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 10, S. 101102–101102–3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3353995>. – DOI 10.1063/1.3353995. – ISSN 0003–6951
- [56] KIM, Min-Ho ; SCHUBERT, Martin F. ; DAI, Qi ; KIM, Jong K. ; SCHUBERT, E.Fred ; PIPREK, Joachim ; PARK, Yongjo: Origin of efficiency droop in GaN-based light-emitting diodes. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), S. 183507
- [57] KIOUPAKIS, Emmanouil ; RINKE, Patrick ; DELANEY, K.T. ; VAN DE WALLE, Chris G.: Indirect Auger recombination as a cause of efficiency droop in nitride light-emitting diodes. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 16, S. 161107–161107–3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3570656>. – DOI 10.1063/1.3570656. – ISSN 0003–6951
- [58] KIOUPAKIS, Emmanouil ; RINKE, Patrick ; SCHLEIFE, André ; BECHSTEDT, Friedhelm ; VAN DE WALLE, Chris G.: Free-carrier absorption in nitrides from first principles. In: *Phys. Rev. B* 81 (2010), Jun, 241201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.81.241201>. – DOI 10.1103/PhysRevB.81.241201
- [59] KIOUPAKIS, Emmanouil ; RINKE, Patrick ; VAN DE WALLE, Chris G.: Determination of Internal Loss in Nitride Lasers from First Principles. In: *Applied Physics Express* 3 (2010), Nr. 8,

082101. <http://dx.doi.org/10.1143/APEX.3.082101>. – DOI 10.1143/APEX.3.082101
- [60] KÜMMLER, Volker B.: *Optimierung der Leistung und Lebensdauer von AlGaInN-Halbleiterlaserdioden*. Mensch-und-Buch-Verlag, 2004
- [61] LAUBSCH, A. ; SABATHIL, M. ; BAUR, J. ; PETER, M. ; HAHN, B.: High-Power and High-Efficiency InGaN-Based Light Emitters. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 57 (2010), Nr. 1, S. 79–87. <http://dx.doi.org/10.1109/TED.2009.2035538>. – DOI 10.1109/TED.2009.2035538. – ISSN 0018–9383
- [62] LAUBSCH, Ansgar ; SABATHIL, Matthias ; BERGBAUER, Werner ; STRASSBURG, Martin ; LUGAUER, Hans ; PETER, Matthias ; LUTGEN, Stephan ; LINDER, Norbert ; STREUBEL, Klaus ; HADER, Jörg ; MOLOONEY, Jerome V. ; PASENOW, Bernhard ; KOCH, Stephan W.: On the origin of IQE-droop in InGaN LEDs. In: *physica status solidi (c)* 6 (2009), S913–S916. <http://dx.doi.org/10.1002/pssc.200880950>. – DOI 10.1002/pssc.200880950. – ISSN 1610–1642
- [63] LERMER, T. ; GOMEZ-IGLESIAS, A. ; SABATHIL, M. ; MÜLLER, J. ; LUTGEN, S. ; STRAUSS, U. ; PASENOW, B. ; HADER, J. ; MOLONEY, J. V. ; KOCH, S. W. ; SCHEIBENZUBER, W. ; SCHWARZ, U. T.: Gain of blue and cyan InGaN laser diodes. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 2, 021115. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3541785>. – DOI 10.1063/1.3541785
- [64] LERMER, Teresa ; SCHILLGALIES, Marc ; BREIDENASSEL, Andreas ; QUEREN, Desiree ; EICHLER, Christoph ; AVRAMESCU, Adrian ; MUELLER, Jens ; SCHEIBENZUBER, Wolfgang ; SCHWARZ, Ulrich ; LUTGEN, Stephan ; STRAUSS, Uwe: Waveguide design of green InGaN laser diodes. In: *physica status solidi (a)* 207 (2010), Nr. 6, 1328–1331. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.200983410>. – DOI 10.1002/pssa.200983410. – ISSN 1862–6319
- [65] LERMER, Teresa B.: *Epitaxie von langwelligen InGaN-Lasern*, Alberts-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, Diss., 2011
- [66] LOOK, David C. ; FANG, Z.-Q. ; CLAFLIN, B.: Identification of donors, acceptors, and traps in bulk-like HVPE GaN. In: *Journal of crystal growth* 281 (2005), Nr. 1, S. 143–150
- [67] LUTGEN, Stephan ; AVRAMESCU, Adrian ; LERMER, Teresa ; SCHILLGALIES, Marc ; QUEREN, Desiree ; MUELLER, Jens ; DINI, Dimitri ; BREIDENASSEL, Andreas ; STRAUSS, Uwe: Progress of blue and green InGaN laser diodes. In: *Proc SPIE* 7616 (2010), 76160G-76160G-8. <http://dx.doi.org/10.1117/12.842131>. – DOI 10.1117/12.842131

- [68] LYONS, J. L. ; JANOTTI, A. ; VAN DE WALLE, C.G.: Carbon impurities and the yellow luminescence in GaN. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), Nr. 15, S. 152108–152108–3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3492841>. – DOI 10.1063/1.3492841. – ISSN 0003–6951
- [69] MANUEL CARDONA, Peter Y. Y. ; MANUEL CARDONA, Peter Y. Y. (Hrsg.): *Fundamentals of Semiconductors - Physics and Material Properties*. Springer, 2005
- [70] MARONA, L. ; PERLIN, P. ; CZERNECKI, R. ; LESZCZYŃSKI, M. ; BOCKOWSKI, M. ; JAKIELA, R. ; SUSKI, T. ; NAJDA, S.P.: Secondary ions mass spectroscopy measurements of dopant impurities in highly stressed InGaN laser diodes. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 24, S. 241115–241115
- [71] MARONA, L. ; WISNIEWSKI, P. ; PRYSTAWKO, P. ; GRZEGORY, I. ; SUSKI, T. ; POROWSKI, S. ; PERLIN, P. ; CZERNECKI, R. ; LESZCZYŃSKI, M.: Degradation mechanisms in InGaN laser diodes grown on bulk GaN crystals. In: *Applied physics letters* 88 (2006), Nr. 20, S. 201111–201111
- [72] MATTHEWS, J.W. ; BLAKESLEE, A.E.: Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations. In: *Journal of Crystal Growth* 27 (1974), S. 118–125
- [73] MELO, T. ; HU, Y-L ; WEISBUCH, C. ; SCHMIDT, M. C. ; DAVID, Ellis B. A ; POBLENZ, C ; LIN, Y-D ; KRAMES, M. R. ; RARING, J. W.: Gain comparison in polar and nonpolarsemipolar gallium-nitride-based laser diodes. In: *Semiconductor Science and Technology* 27 (2012), Nr. 2, S. 024015. – IOP Publishing
- [74] MENEGHINI, M. ; TRIVELLIN, N. ; ORITA, K. ; TAKIGAWA, S. ; TANAKA, T. ; UEDA, D. ; MENEGHESSO, G. ; ZANONI, E.: Degradation of InGaN-based laser diodes analyzed by means of electrical and optical measurements. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), Nr. 26, S. 263501–263501
- [75] MENEGHINI, M. ; TRIVELLIN, N. ; TREVISANELLO, L.-R. ; ORITA, K. ; YURI, M. ; UEDA, D. ; ZANONI, E. ; MENEGHESSO, G.: Role of non-radiative recombination in the degradation of InGaN-based laser diodes. In: *Electron Devices Meeting, 2008. IEDM 2008. IEEE International IEEE*, 2008, S. 1–4
- [76] MENEGHINI, Matteo ; DE SANTI, C. ; TRIVELLIN, Nicola ; ORITA, Kenji ; TAKIGAWA, Shinichi ; TANAKA, Tsuyoshi ; UEDA, D. ; MENEGHESSO, G. ; ZANONI, E.: Investigation of the deep level involved in InGaN laser degradation by deep level transient spectroscopy. In: *Applied Physics Letters* 99 (2011), Nr. 9, S. 093506–093506

- [77] MENEHINI, Matteo ; MENEHESSE, Gaudenzio ; TRIVELLIN, Nicola ; ZANONI, Enrico ; ORITA, Kenji ; YURI, Masaaki ; UEDA, Daisuke: Extensive analysis of the degradation of Blu-Ray laser diodes. In: *Electron Device Letters, IEEE* 29 (2008), Nr. 6, S. 578–581
- [78] MENEHINI, Matteo ; TRIVELLIN, Nicola ; ORITA, Kenji ; TAKIGAWA, S ; YURI, Masaaki ; TANAKA, Tsuyoshi ; UEDA, Daisuke ; ZANONI, Enrico ; MENEHESSE, Gaudenzio: Degradation of InGaN-based laser diodes related to nonradiative recombination. In: *Electron Device Letters, IEEE* 30 (2009), Nr. 4, S. 356–358
- [79] MEYER, Tobias: *Metallorganische Gasphasenepitaxie von dicken InGaN-Schichten und InGaN-Quantumwells*, Albert-Ludwigs-Universitt Freiburg im Breisgau, Diss., 2011
- [80] MILLER, D. A. B. ; CHEMLA, D. S. ; DAMEN, T. C. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W. ; WOOD, T. H. ; BURRUS, C. A.: Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect. In: *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984), Nov, 2173–2176. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.2173>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.53.2173
- [81] MIYOSHI, Takashi ; MASUI, Shingo ; OKADA, Takeshi ; YANAMOTO, Tomoya ; KOZAKI, Tokuya ; NAGAHAMA, Shin-ichi ; MUKAI, Takashi: InGaN-based 518 and 488nm laser diodes on c-plane GaN substrate. In: *physica status solidi (a)* 207 (2010), Nr. 6, 1389–1392. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.200983446>. – DOI 10.1002/pssa.200983446. – ISSN 1862–6319
- [82] MONEMAR, Bo ; SERNELIUS, B.E.: Defect related issues in the current roll-off in InGaN based light emitting diodes. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), Nr. 18, S. 181103–181103
- [83] MÜLLER, J. ; BRÜDERL, G. ; SCHILLGALIES, M. ; BREIDENASSEL, A. ; TAUTZ, S. ; DINI, D. ; LERMER, T. ; LUTGEN, S. ; STRAUSS, U.: Analytical methods to study loss mechanisms and lifetime investigations of blue InGaN laser diodes. In: *OPTO International Society for Optics and Photonics*, 2010, S. 760222–760222
- [84] MÜLLER, Jens ; STRAUSS, Uwe ; LERMER, Teresa ; BRÜDERL, Georg ; EICHLER, Christoph ; AVRAMESCU, Adrian ; LUTGEN, Stephan: Investigation of long wavelength green InGaN lasers on c-plane GaN up to 529nm continuous wave operation. In: *physica status solidi (a)* 208 (2011), Nr. 7, 1590–1592. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.201000948>. – DOI 10.1002/pssa.201000948. – ISSN 1862–6319

- [85] MÜLLER, Jens U.: *Analyse AlGaInN-basierter Laserdioden im Wellängenbereich von 400 bis 530nm*, Fakultät der Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diss., 2011
- [86] NAKAMURA, Shuji ; CHICHIBU, Shigefusa F.: *Introduction to nitride semiconductor blue lasers and light emitting diodes*. CRC Press, 2000
- [87] NAKAMURA, Shuji ; MUKAI, Takashi ; SENOH, Masayuki: High-Power GaN P-N Junction Blue-Light-Emitting Diodes. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 30 (1991), Nr. Part 2, No. 12A, L1998-L2001. <http://dx.doi.org/10.7567/JJAP.30.L1998>. – DOI 10.7567/JJAP.30.L1998
- [88] NAKAMURA, Shuji ; MUKAI, Takashi ; SENOH, Masayuki: Candela-class high-brightness InGaN/AlGaIn double-heterostructure blue-light-emitting diodes. In: *Applied Physics Letters* 64 (1994), S. 1687
- [89] NAKAMURA, Shuji ; MUKAI, Takashi ; SENOH, Masayuki ; IWASA, Naruhito: Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films. In: *Jpn. J. Appl. Phys* 31 (1992), Nr. 2B, S. L139–L142
- [90] NAKAMURA, Shuji ; PEARTON, Stephen ; FASOL, Gerhard: *The blue laser diode: the complete story*. Springer, 2000
- [91] NAKAMURA, Shuji ; SENOH, Masayuki ; MUKAI, Takashi: High-power InGaIn/GaN double-heterostructure violet light emitting diodes. In: *Applied Physics Letters* 62 (1993), Nr. 19, S. 2390–2392
- [92] NAKAMURA, Shuji ; SENOH, Masayuki ; NAGAHAMA, Shin ; IWASA, Naruhito ; YAMADA, Takao ; MATSUSHITA, Toshio ; SUGIMOTO, Yasunobu ; KIIYOKU, Hiroyuki: Room-temperature continuous-wave operation of InGaIn multi-quantum-well structure laser diodes. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 26, 4056–4058. <http://dx.doi.org/10.1063/1.117816>. – DOI 10.1063/1.117816
- [93] NAKAMURA, Shuji ; SENOH, Masayuki ; NAGAHAMA, Shin?ichi ; IWA-SA, Naruhito ; YAMADA, Takao ; MATSUSHITA, Toshio ; SUGIMOTO, Ya-sunobu ; KIIYOKU, Hiroyuki: Room-temperature continuous-wave operation of InGaIn multi-quantum-well structure laser diodes with a lifetime of 27 hours. In: *Applied Physics Letters* 70 (1997), Nr. 11, S. 1417–1419. <http://dx.doi.org/10.1063/1.118593>. – DOI 10.1063/1.118593. – ISSN 0003–6951
- [94] NAM, O.H. ; HA, K.H. ; KWAK, J.S. ; LEE, S.N. ; CHOI, K.K. ; CHANG, T.H. ; CHAE, S.H. ; LEE, W.S. ; SUNG, Y.J. ; PAEK, H.S. u. a.: Characteristics of

- GaN-based laser diodes for post-DVD applications. In: *physica status solidi (a)* 201 (2004), Nr. 12, S. 2717–2720
- [95] NARUKAWA, Yukio ; ICHIKAWA, Masatsugu ; SANGA, Daisuke ; SANO, Masahiko ; MUKAI, Takashi: White light emitting diodes with super-high luminous efficacy. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 (2010), Nr. 35, S. 354002
- [96] NEUGEBAUER, Jorg ; VAN DE WALLE, Chris G.: Gallium vacancies and the yellow luminescence in GaN. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 4, S. 503–505. <http://dx.doi.org/10.1063/1.117767>. – DOI 10.1063/1.117767. – ISSN 0003–6951
- [97] NI, Xianfeng ; FAN, Qian ; SHIMADA, Ryoko ; ÖZGÜR Ümit ; MORKOÇ, Hadis: Reduction of efficiency droop in InGaN light emitting diodes by coupled quantum wells. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 17, 171113. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3012388>. – DOI 10.1063/1.3012388
- [98] ÖZGÜR, Ü. ; NI, X. ; LI, X. ; LEE, J. ; LIU, S. ; OKUR, S. ; AVRUTIN, V. ; MATULIONIS, A. ; MORKOC, H.: Ballistic transport in InGaN-based LEDs: impact on efficiency. In: *Semiconductor Science and Technology* 26 (2011), Nr. 1, S. 014022
- [99] PEOPLE, R. ; BEAN, J. C.: Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for GeSi/Si strained-layer heterostructures. In: *Applied Physics Letters* 47 (1985), Nr. 3, 322–324. <http://dx.doi.org/10.1063/1.96206>. – DOI 10.1063/1.96206
- [100] PETER, Matthias ; LAUBSCH, Ansgar ; BERGBAUER, Werner ; MEYER, Tobias ; SABATHIL, Matthias ; BAUR, Johannes ; HAHN, Berthold: New developments in green LEDs. In: *physica status solidi (a)* 206 (2009), Nr. 6, 1125–1129. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.200880926>. – DOI 10.1002/pssa.200880926. – ISSN 1862–6319
- [101] PETER, Y. Y. ; CARDONA, Manuel: *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*. Springer, 2010
- [102] PETER VOGL, Dr. Alex Trellakis Dr. Tobias Zibold Peter Greck Thomas Eissfeller Stefan B. Dr. Till Andlauer A. Dr. Till Andlauer ; BIRNER, Stefan (Hrsg.): *nextnano++ (software)*. www.nextnano.de : Stefan Birner, 2004–2010. – nextnano semiconductor software solutions
- [103] PIPREK, J. ; NAKAMURA, S.h.: Physics of high-power InGaN/GaN lasers. In: *Optoelectronics, IEE Proceedings* Bd. 149 IET, 2002, S. 145–151
- [104] PIPREK, Joachim ; PIPREK, Joachim (Hrsg.): *Nitride Semiconductor Devices - Principles and Simulation*. Wiley-VCH Verlag, 2007

- [105] PIPREK, Joachim ; SINK, R K. ; HANSEN, Monica A. ; BOWERS, John E. ; DENBAARS, Steven P.: Simulation and optimization of 420-nm InGa_N/Ga_N laser diodes. In: *Symposium on Integrated Optoelectronics* International Society for Optics and Photonics, 2000, S. 28–39
- [106] REDAELLI, L. ; MARTENS, M. ; PIPREK, J. ; WENZEL, H. ; NETZEL, C. ; LINKE, A. ; FLORES, Yu V. ; EINFELDT, S. ; KNEISL, M. ; TRÄNKLE, G.: Effect of ridge waveguide etch depth on laser threshold of InGa_N MQW laser diodes. In: *SPIE OPTO* International Society for Optics and Photonics, 2012, S. 826219–826219
- [107] ROSENCHER, Emmanuel ; VINTER, Borge: *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002
- [108] ROZHANSKY, I.V. ; ZAKHEIM, D.A.: Analysis of processes limiting quantum efficiency of AlGaInN LEDs at high pumping. In: *physica status solidi (a)* 204 (2007), Nr. 1, S. 227–230
- [109] RUMBOLZ, C. ; BRÜDERL, G. ; LEBER, A. ; EICHLER, C. ; FURITSCH, M. ; AVRAMESCU, A. ; MILER, A. ; LELL, A. ; STRAUSS, U. ; HÄRLE, V.: Development of AlInGa_N based blueviolet lasers on Ga_N and SiC substrates. In: *physica status solidi (a)* 203 (2006), Nr. 7, 1792–1796. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.200565320>. – DOI 10.1002/pssa.200565320. – ISSN 1862–6319
- [110] RYU, Han-Youl ; JUN CHOI, Won ; JEON, Ki-Seong ; KANG, Min-Goo ; CHOI, Yunho ; LEE, Jeong-Soo: Analysis of below-threshold efficiency characteristics of InGa_N-based blue laser diodes. In: *Journal of Applied Physics* 112 (2012), Nr. 8, S. 083109–083109
- [111] RYU, H.Y. ; HA, K.H. ; SON, J.K. ; LEE, S.N. ; PAEK, H.S. ; JANG, T. ; SUNG, Y.J. ; KIM, K.S. ; KIM, H.K. ; PARK, Y. u. a.: Determination of internal parameters in blue InGa_N laser diodes by the measurement of cavity-length dependent characteristics. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 1, S. 011105–011105
- [112] SCHEIBENZUBER, Wolfgang G.: Dynamics of Charge Carriers and Photons. In: *GaN-Based Laser Diodes*. Springer, 2012, S. 55–66
- [113] SCHEIBENZUBER, Wolfgang G. ; SCHWARZ, Ulrich T.: Unequal Pumping of Quantum Wells in Ga_N-Based Laser Diodes. In: *Applied Physics Express* 042103 5 (2012), S. 2
- [114] SCHIAVON, Dario ; BINDER, Michael ; PETER, Matthias ; GALLER, Bastian ; DRECHSEL, Philipp ; SCHOLZ, Ferdinand: Wavelength-dependent determina-

- tion of the recombination rate coefficients in single-quantum-well GaInN/GaN light emitting diodes. In: *physica status solidi (b)* 2 (2012), S. 283–290
- [115] SCHILLGALIES, M.: *MOVPE von InGaN-basierten Halbleiterlasern im Wellängenbereich von 400nm bis 500nm*, Universität Leipzig, Diss., 2008
- [116] SCHUBERT, Martin F. ; SCHUBERT, E F.: Effect of heterointerface polarization charges and well width upon capture and dwell time for electrons and holes above GaInN/GaN quantum wells. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 13, S. 131102–131102
- [117] SCHWARZ, Ulrich T.: Emission of biased green quantum wells in time and wavelength domain. In: *Proc.SPIE7216 Gallium Nitride Materials and Devices IV* (2009), 72161U-72161U-13. <http://dx.doi.org/10.1117/12.803932>. – DOI 10.1117/12.803932
- [118] SHEN, Y.C. ; MUELLER, G.O. ; WATANABE, S. ; GARDNER, N.F. ; MUNKHOLM, A. ; KRAMES, M.R.: Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), S. 141101
- [119] SHEU, J.K. ; CHI, G.C. ; JOU, M.J.: Enhanced output power in an InGaN-GaN multiquantum-well light-emitting diode with an InGaN current-spreading layer. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 13 (2001), Nr. 11, S. 1164–1166
- [120] SHOCKLEY, W. ; READ, W. T.: Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. In: *Phys. Rev.* 87 (1952), Sep, 835–842. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.87.835>. – DOI 10.1103/PhysRev.87.835
- [121] SIZOV, Dmitry ; BHAT, Rajaram ; SONG, Kechang ; ALLEN, Donald ; PADDOCK, Barry ; COLEMAN, Sean ; HUGHES, Lawrence C. ; ZAH, Chung en: 60mW Pulsed and Continuous Wave Operation of GaN-Based Semipolar Green Laser with Characteristic Temperature of 190K. In: *Applied Physics Express* 4 (2011), Nr. 10, 102103. <http://dx.doi.org/10.1143/APEX.4.102103>. – DOI 10.1143/APEX.4.102103
- [122] SIZOV, Dmitry ; BHAT, Rajaram ; ZAH, Chung-En: Gallium Indium Nitride-Based Green Lasers. In: *Journal of Lightwave Technology* 30 (2012), Nr. 5, S. 679–699
- [123] SIZOV, Dmitry S. ; BHAT, Rajaram ; HEBERLE, Albert ; SONG, Kechang ; ZAH, Chung-en: Internal optical waveguide loss and p-Type absorption in blue and green InGaN quantum well laser diodes. In: *Appl. Phys. Exp* 3 (2010), S. 122104–1

- [124] SIZOV, Dmitry S. ; BHAT, Rajaram ; ZAKHARIAN, Aramais ; NAPIERALA, Jerome ; SONG, Kechang ; ALLEN, Donald ; ZAH, Chung en: Impact of Carrier Transport on Aquamarine-Green Laser Performance. In: *Applied Physics Express* 3 (2010), Nr. 12, 122101. <http://dx.doi.org/10.1143/APEX.3.122101>. – DOI 10.1143/APEX.3.122101
- [125] SIZOV, Dmitry S. ; BHAT, Rajaram ; ZAKHARIAN, Aramais ; SONG, Kechang ; ALLEN, Donald E. ; COLEMAN, Sean ; ZAH, Chung en: Carrier Transport in InGaN MQWs of Aquamarine- and Green-Laser Diodes. In: *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* 17 (2011), S. 1390–1401
- [126] STR GROUP, Inc.: *Silense*. Software. <http://www.semitech.us/>. – SiLENSe Version 5.2
- [127] STRAUSS, U ; BRÜNINGHOFF, S ; SCHILLGALIES, M ; VIERHEILIG, C ; GMEINWIESER, N ; KÜMMLER, V ; BRÜDERL, G ; LUTGEN, S ; AVRAMESCU, A ; QUEREN, D u. a.: True-blue InGaN laser for pico size projectors. In: *Integrated Optoelectronic Devices 2008* International Society for Optics and Photonics, 2008, S. 689417–689417
- [128] STRINGFELLOW, Gerald B. ; EDITION 2nd (Hrsg.): *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy - Theory and Practice*. Academic Press, 1999
- [129] STRITTMATTER, Andr ; NORTHROP, John E. ; JOHNSON, Noble M. ; KISIN, Mikhail V. ; SPIBERG, Philippe ; EL-GHOURY, Hussein ; USIKOV, Alexander ; SYRKIN, Alexander: Semi-polar nitride surfaces and heterostructures. In: *physica status solidi (b)* 248 (2011), Nr. 3, 561–573. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.201046422>. – DOI 10.1002/pssb.201046422. – ISSN 1521–3951
- [130] SVANTE LITTMARCK, Farhad S.: *COMSOL Multiphysics*. Software. www.comsol.com
- [131] TAKAGI, Shimpei ; ENYA, Yohei ; KYONO, Takashi ; ADACHI, Masahiro ; YOSHIKUNI, Yusuke ; SUMITOMO, Takamichi ; YAMANAKA, Yuichiro ; KUMANO, Tetsuya ; TOKUYAMA, Shinji ; SUMIYOSHI, Kazuhide ; SAGA, Nobuhiro ; UENO, Masaki ; KATAYAMA, Koji ; IKEGAMI, Takatoshi ; NAKAMURA, Takao ; YANASHIMA, Katsunori ; NAKAJIMA, Hiroshi ; TASAI, Kunihiko ; NAGANUMA, Kaori ; FUUTAGAWA, Noriyuki ; TAKIGUCHI, Yoshiro ; HAMAGUCHI, Tatsushi ; IKEDA, Masao: High-Power (over 100mW) Green Laser Diodes on Semipolar {20 $\bar{2}$ 1} GaN Substrates Operating at Wavelengths beyond 530nm. In: *Applied Physics Express* 5

- (2012), Nr. 8, 082102. <http://dx.doi.org/10.1143/APEX.5.082102>. – DOI 10.1143/APEX.5.082102
- [132] TAKEYA, Motonobu ; MIZUNO, Takashi ; SASAKI, Tomomi ; IKEDA, Shinro ; FUJIMOTO, Tsuyoshi ; OHFUJI, Yoshio ; OIKAWA, Kenji ; YABUKI, Yoshifumi ; UCHIDA, Shiro ; IKEDA, Masao: Degradation in AlGaInN lasers. In: *physica status solidi (a)* 0 (2003), S. 2292–2295
- [133] TINDER, Richard F. ; TINDER, Richard F. (Hrsg.): *Tensor Properties of Solids*. Morgan & Claypool Publishers, 2008
- [134] TOMIYA, Shigetaka ; GOTO, Osamu ; IKEDA, Masao: Structural defects and degradation of high-power pure-blue GaN-based laser diodes. In: *Integrated Optoelectronic Devices 2008* International Society for Optics and Photonics (2008), 68940N-68940N-6. <http://dx.doi.org/10.1117/12.767769>. – DOI 10.1117/12.767769
- [135] TOMIYA, Shigetaka ; GOTO, Shu ; TAKEYA, Motonobu ; IKEDA, Masao: Defects in degraded GaN-based laser diodes. In: *physica status solidi (a)* 200 (2003), Nr. 1, S. 139–142
- [136] TRIVELLIN, Nicola ; MENEGHINI, Matteo ; MENEGHESSO, Gaudenzio ; ZANONI, Enrico ; ORITA, Kenji ; YURI, Masaaki ; TANAKA, Tsuyoshi ; UEDA, Daisuke: Reliability analysis of InGaN Blu-Ray laser diode. In: *Microelectronics Reliability* 49 (2009), Nr. 911, 1236 - 1239. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.microrel.2009.07.002>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.microrel.2009.07.002>. – ISSN 0026–2714
- [137] TSEN, K.T. ; JOSHI, R.P. ; FERRY, D.K. ; BOTCHKAREV, A. ; SVERDLOV, B. ; SALVADOR, A. ; MORKOÇ, H.: Nonequilibrium electron distributions and phonon dynamics in wurtzite GaN. In: *Applied physics letters* 68 (1996), Nr. 21, S. 2990–2992
- [138] VAN DE WALLE, Chris G. ; NEUGEBAUER, Jorg: First-principles calculations for defects and impurities: Applications to III-nitrides. In: *Journal of applied physics* 95 (2004), Nr. 8, S. 3851–3879
- [139] VAN OPDORP, C ; HOOFT, GW t: Method for determining effective nonradiative lifetime and leakage losses in double-heterostructure lasers. In: *Journal of Applied Physics* 52 (1981), Nr. 6, S. 3827–3839
- [140] VIERHEILIG, Clemens ; EICHLER, Christoph ; TAUTZ, Sönke ; LELL, Alfred ; MÜLLER, Jens ; KOPP, Fabian ; STOJETZ, Bernhard ; HAGER, Thomas ; BRÜDERL, Georg ; AVRAMESCU, Adrian ; LERMER, Teresa ; RISTIC, Jelena ; STRAUSS, Uwe: Beyond blue pico laser: development of high power blue

- and low power direct green. In: BELYANIN, Alexey A. (Hrsg.) ; SMOWTON, Peter M. (Hrsg.) ; INternational Society for Optics and Photonics (Veranst.): *SPIE OPTO* Bd. 8277 INternational Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012, 82770K–82770K
- [141] VURGAFTMAN, I. ; MEYER, J. ; RAM-MOHAN, L.: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. In: *Journal of Applied Physics* 89 (2001), S. 5815–5875
- [142] VURGAFTMAN, I. ; MEYER, J.R.: Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), Nr. 6, S. 3675–3696. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1600519>. – DOI 10.1063/1.1600519. – ISSN 0021–8979
- [143] WETZEL, C. ; SUSKI, T. ; AGER III, J. W. ; WEBER, E. R. ; HALLER, E. E. ; FISCHER, S. ; MEYER, B. K. ; MOLNAR, R. J. ; PERLIN, P.: Pressure Induced Deep Gap State of Oxygen in GaN. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), May, 3923–3926. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3923>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.78.3923
- [144] WICKENDEN, A.E. ; ROWLAND, L.B. ; DOVERSPIKE, K. ; GASKILL, D.K. ; FREITAS, J.A. ; SIMONS, D.S. ; CHI, P.H.: Doping of gallium nitride using disilane. In: *Journal of electronic materials* 24 (1995), Nr. 11, S. 1547–1550
- [145] WINSTON, David W.: *Physical Simulation of Optoelectronic Semiconductor Devices*, Faculty of the Graduate School of the University of Colorado, Diss., 1996
- [146] WUNDERER, T. ; FENEBERG, M. ; LIPSKI, F. ; WANG, J. ; LEUTE, R. A. R. ; SCHWAIGER, S. ; THONKE, K. ; CHUVILIN, A. ; KAISER, U. ; METZNER, S. ; BERTRAM, F. ; CHRISTEN, J. ; BEIRNE, G. J. ; JETTER, M. ; MICHLER, P. ; SCHADE, L. ; VIERHEILIG, C. ; SCHWARZ, U. T. ; DRGER, A. D. ; HANGLEITER, A. ; SCHOLZ, F.: Three-dimensional GaN for semipolar light emitters. In: *physica status solidi (b)* 248 (2011), Nr. 3, 549–560. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.201046352>. – DOI 10.1002/pssb.201046352. – ISSN 1521–3951
- [147] WUNSCH, D.C. ; BELL, R.R.: Determination of threshold failure levels of semiconductor diodes and transistors due to pulse voltages. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 15 (1968), Nr. 6, S. 244–259
- [148] YANASHIMA, Katsunori ; NAKAJIMA, Hiroshi ; TASAI, Kunihiko ; NAGANUMA, Kaori ; FUUTAGAWA, Noriyuki ; TAKIGUCHI, Yoshiro ; HAMAGUCHI, Tatsushi ; IKEDA, Masao ; ENYA, Yohei ; TAKAGI, Shimpei ; ADA-

- CHI, Masahiro ; KYONO, Takashi ; YOSHIKUNI, Yusuke ; SUMITOMO, Takamichi ; YAMANAKA, Yuichiro ; KUMANO, Tetsuya ; TOKUYAMA, Shinji ; SUMIYOSHI, Kazuhide ; SAGA, Nobuhiro ; UENO, Masaki ; KATAYAMA, Koji ; IKEGAMI, Takatoshi ; NAKAMURA, Takao: Long-Lifetime True Green Laser Diodes with Output Power over 50mW above 525nm Grown on Semipolar {20 $\bar{2}$ 1} GaN Substrates. In: *Applied Physics Express* 5 (2012), Nr. 8, 082103. <http://dx.doi.org/10.1143/APEX.5.082103>. – DOI 10.1143/APEX.5.082103
- [149] YANG, Wei ; LI, Ding ; LIU, Ningyang ; CHEN, Zhao ; WANG, Lei ; LIU, Lei ; LI, Lei ; WAN, Chenghao ; CHEN, Weihua ; HU, Xiaodong ; DU, Weimin: Improvement of hole injection and electron overflow by a tapered AlGaIn electron blocking layer in InGaIn-based blue laser diodes. In: *Applied Physics Letters* 100 (2012), Nr. 3, S. 031105–031105–5. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3678197>. – DOI 10.1063/1.3678197. – ISSN 0003–6951
- [150] ZHANG, Yun ; KAO, Tsung-Ting ; LIU, Jianping ; LOCHNER, Zachary ; KIM, Seong-Soo ; RYOU, Jae-Hyun ; DUPUIS, Russell D. ; SHEN, Shyh-Chiang: Effects of a step-graded Al_xGa_{1-x}In electron blocking layer in InGaIn-based laser diodes. In: *Journal of Applied Physics* 109 (2011), Nr. 8, S. 083115–083115–5. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3581080>. – DOI 10.1063/1.3581080. – ISSN 0021–8979
- [151] ZHU, Di ; NOEMAUN, Ahmed N. ; SCHUBERT, Martin F. ; CHO, Jaehye ; SCHUBERT, E. F. ; CRAWFORD, Mary H. ; KOLESKE, Daniel D.: Enhanced electron capture and symmetrized carrier distribution in GaInN light-emitting diodes having tailored barrier doping. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 12, S. 121110–121110

Danksagung

Besonders bedanken möchte ich mich bei...

... Herrn Prof. Dr. M. Koch und Herrn Dr. Brüderl für die Betreuung dieser Arbeit.

... dem OSRAM Opto Semiconductors Laserteam unter der Leitung von Dr. U. Strauss für die Unterstützung bei dieser Arbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

... der Analytikabteilung unter der Leitung von Dr. R. Zeisel für die Unterstützung bei messtechnischen Fragestellungen und Aufgaben.

... S. Tautz, B. Stojetz, M. Furitsch und M. Roth für die Hilfe im Labor.

...dem gesamten Laborpersonal, insbesondere bei R. Imerovic.

... C. Eichler, A. Avramescu, T. Wurm, C. Vierheilig, J. Müller, H. König und G. Brüderl für die vielen hilfreichen Diskussionen.

... A. Gomez-Iglesias für die Unterstützung bei Simulationen und theoretischen Fragestellungen.

... meinen Mitdoktoranden und -doktorandin für die nette Gesellschaft.

... meiner Freundin Verena.

... meinen Eltern für die allzeitige Unterstützung und das entgegengebrachte Verständnis.

Diese Seite wurde aufgrund personenbezogener Daten aus der Online-Version dieser Arbeit entfernt.

ERKLÄRUNG

Ich versichere, dass ich meine Dissertation selbstständig ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und mich dabei keiner anderen als der von mir ausdrücklich bezeichneten Quellen und Hilfen bedient habe. Die Dissertation wurde in der jetzigen oder einer ähnlichen Form noch bei keiner anderen Hochschule eingereicht und hat noch keinem sonstigen Prüfungszwecken gedient.

Regensburg, 22. August 2014

(Thomas Hager)